



Mesures directes des masses de ^{100}Sn et de noyaux exotiques proches de la ligne $N=Z$

M. Chartier

► To cite this version:

M. Chartier. Mesures directes des masses de ^{100}Sn et de noyaux exotiques proches de la ligne $N=Z$. Physique Nucléaire Expérimentale [nucl-ex]. Université de Caen, 1996. Français. NNT: . in2p3-00008714

HAL Id: in2p3-00008714

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00008714>

Submitted on 20 Oct 2016

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



FR9701871

GANIL T 96 06

Université de Caen

THESE

présentée par

Marielle CHARTIER

pour obtenir

le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE CAEN

sujet :

***Mesures directes des masses de ^{100}Sn et de noyaux
exotiques proches de la ligne $N = Z$***

soutenue le 31 Octobre 1996 devant le jury suivant :

Monsieur	G. AUDI	Rapporteur
Monsieur	W. BENENSON	
Monsieur	A. FLEURY	
Monsieur	W. MITTIG	Directeur
Monsieur	A. MUELLER	
Monsieur	E. ROECKL	Rapporteur
Monsieur	B. TAMAIN	Président

Université de Caen

THESE

présentée par

Marielle CHARTIER

pour obtenir

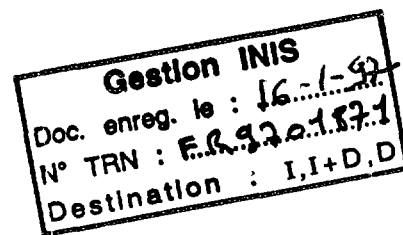
le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES DE
L'UNIVERSITE DE CAEN

sujet :

***Mesures directes des masses de ^{100}Sn et de noyaux
exotiques proches de la ligne $N = Z$***

soutenue le 31 Octobre 1996 devant le jury suivant :

Monsieur	G. AUDI	Rapporteur
Monsieur	W. BENENSON	
Monsieur	A. FLEURY	
Monsieur	W. MITTIG	Directeur
Monsieur	A. MUELLER	
Monsieur	E. ROECKL	Rapporteur
Monsieur	B. TAMAIN	Président



*Mesures directes des masses de
 ^{100}Sn et de noyaux exotiques
proches de la ligne $N = Z$*

Remerciements

Certaines rencontres, décisives et riches d'espoir, ont suscité et renforcé mon enthousiasme pour la recherche en physique nucléaire. La première personne que j'aimerais remercier est tout naturellement celle sans qui je n'aurais peut-être pas choisi cette voie ni pu avoir la chance de venir à Caen. Merci Nimet !

Je tiens également à remercier Messieurs Samuel Harar, Daniel Guerreau, Jérôme Fouan et l'ensemble des physiciens du GANIL pour m'avoir accueillie dans leur laboratoire et permis d'effectuer ma thèse dans d'excellentes conditions, et auxquels j'associe l'ensemble du personnel du GANIL pour sa gentillesse et la qualité de ses compétences.

Cette expérience extraordinaire que j'ai vécue pendant ces trois années n'aurait jamais été aussi passionnante sans Wolfgang Mittig qui a dirigé ma thèse en sachant constamment me procurer l'envie de donner le meilleur de moi-même. Son intuition physique d'exception, son esprit critique aiguisé alliés à son "goût du risque", son sens de l'humour et de la fête hors du commun sont autant de qualités qui justifient toute mon admiration et l'immense joie que j'ai éprouvée à travailler avec lui. Merci Wolfi pour tes conseils, pour ta patience, pour ta confiance et ton amitié. Je voudrais en outre souligner la présence de Gérard Auger aux côtés de Wolfgang Mittig et le remercier pour m'avoir offert l'exclusivité d'un duo de chefs de choc !!!

J'exprime aussi toute ma gratitude à Monsieur Bernard Tamain, qui a présidé le jury de ma thèse, Messieurs Georges Audi et Ernst Roeckl, qui en ont été les rapporteurs, ainsi que Messieurs Walter Benenson, Alain Fleury et Alex Mueller pour avoir accepté d'être membres de ce jury. Je remercie tout particulièrement Ernst, Georges et Walt pour m'avoir à plusieurs reprises témoigné leurs encouragements et leurs marques de sympathie.

J'adresse bien sûr mes plus sincères remerciements à tous ceux qui ont collaboré à ce travail, les "Normands" : Antonio, François, Jean-Claude, Jean-Marc (Super JM !), Lola, Marek, Marie-Hélène, Marion, Nig(u)el, Odd, Patricia, Piet, ainsi que Messieurs Jacques Fermé et André Chabert pour m'avoir toujours accordé un peu de leur temps pour d'enrichissantes discussions, mais aussi les copains d'Orsay et de Saclay : Alain, Bernard, Claude, Eric, François, Françoise, Isabelle, Jean-Antoine, Jean-Luc, Laurent, Nico, Nimet, Stéphanie, Tiina, Valentin (le Prince !), Valérie, Vanessa, Véronique, Yorick... Mes pensées vont aussi à tous mes amis-collaborateurs plus lointains, et surtout Marek et Robert, mes profs de polonais particuliers, Giuseppe, Nino et Angelo, "i Siciliani", et Keith, avec qui j'ai eu le plaisir de partager quelques jours d'analyse épineuse et dont j'ai pu apprécier l'australienne courtoisie. Enfin, "Obrigado Cara Alinka" pour m'avoir appris tant de choses, et pour ta disponibilité, ton soutien, ta joie communicative et ta tendresse.

Je n'oublie pas de remercier Messieurs Patrice Bourgault, Georges Frémont, Patrice Gangnant, Lionel Garreau, Jean-François Libin et Charles Spitaels pour leur efficacité et leur aide secourable, et tous les techniciens, ingénieurs et opérateurs du GANIL.

Le GANIL, c'est aussi un laboratoire exceptionnel pour l'ambiance chaleureuse qui y règne et dont je garderai des souvenirs inoubliables. Merci à tous mes amis avec qui j'ai découvert les charmes de la Normandie, au gré de promenades à vélo, de piques-niques sur la plage, de soirées déguisées et de pizzas nucléaires ! Merci aussi aux collègues thésards pour les p'tites pauses, les potins et les jeux de mots partagés... MERCI Bertrand (pour ta philosophie du bonheur !), Lola, Pepe, Maria, Alfio, Bernd, Marion, Mylène, Olivier, Philippe, Patricia, Pierre, Lauriane, Nathalie (mon insolite complice !), Guy, Bertram, Serge, Eric, Léna, Yves, Xavier, Jean-Marc, Lynn, Valentin, Ginés, Inma, Carla, Carlos, Paco, José, Wolfi, Odile, Alinka, Jean-Pierre, Christiane, Roger, Isabelle, Olivier, Greg, Claire, Yann, Fred, Gaëlle, Olivier, Didier, François, Jana, Olivier, Christelle, Abdou, Samira, Dunia, Piet, Dominique, Lydie, Christine, Marc, David, Mieko, Miguel, Nati, Alejandro, Ana, Jean, Françoise, Denis, Delphine, Odd, Patrick, Frédéric, Muriel, Hervé, Anne, Stéphanie, Geoffroy, Giuseppe, Cristina, Vito, José Enrique, Patricia, Manu, Pierre, Nathalie, Yves, Laurent, Yann, Arnaud, Oleg, Wilhelm... sans oublier Thomas, Younès, François-René, Stéphane et toute l'équipe de l'Equipe pour leurs délires en tous genres... Et merci Philippe pour avoir su communiquer ton talent inné à dénicher les cadeaux les plus kitchs pour le concours du mauvais goût !!!

Un agradecimiento bien especial para mis amigos Ginés y Inma por haber compartido siempre el sol que brilla en sus corazones...

Il est des distances que le cœur sait surmonter pour laisser grandir une solide amitié... Pour tes questions (im)pertinentes, pour tes conseils avisés et ton "coaching" infailible, pour ta confiance et nos échanges, merci cher trappeur canadien ! Merci Guy !

Les dernières lignes, je les dédie à ma très chère collègue et collaboratrice Lola, pour nos trois ans de folle "vie commune" dans le plus dynamique des bureaux ! Tes efforts incessants pour tenter de m'apprendre l'espagnol n'ont malheureusement pas donné les résultats que tu escomptais mais auront tout de même réussi à me laisser quelques traces d'un petit accent du Sud... Un cocktail très réussi de bonne humeur, de vitalité et d'extrême générosité font de toi une personne extraordinaire "que la ames o no la ames, nunca la olvidaré".

A Caen, le 15 Novembre 1996

Marielle Chartier

*A mes parents,
à ma sœur Sonia.*

Table des matières

Introduction	5
I Méthode de mesure de masses directe par temps de vol avec SPEG	9
I.1 Principe de la méthode	9
I.2 Rappels d'optique matricielle	12
I.3 Description du dispositif expérimental	16
I.3.1 Le spectromètre α	16
I.3.2 Le spectromètre SPEG	17
I.3.3 Les détecteurs	17
I.3.4 Mesure de position avec un détecteur à galettes de microcanaux . .	20
I.3.5 Mesure de position avec des petites chambres à dérive	30
II Mesure de masses de noyaux riches en protons dans la région $A \approx 60 - 80$	37
II.1 Motivations physiques	37
II.2 Production des faisceaux d'ions secondaires	39
II.3 Méthode de purification des faisceaux secondaires par épluchage des ions .	41
II.4 Analyse des données et résultats	52
II.4.1 Identification, calcul et correction du temps de vol absolu des ions .	52
II.4.2 Etalonnage et détermination des masses de ^{70}Se et ^{71}Se	58
III Réglage d'un cyclotron isochrone à secteurs séparés avec des faisceaux secondaires	67
III.1 Rappels sur le fonctionnement d'un cyclotron isochrone	67
III.2 Diagnostiques de faisceau pour les réglages de CSS2	74
III.2.1 Diagnostiques standard de faisceaux stables	74
III.2.2 Diagnostiques de faisceaux de faible intensité	78
III.3 Réglage de CSS2 avec des faisceaux de faible intensité	83
III.3.1 Injection dans CSS2	83

III.3.2 Calage de la phase HF	83
III.3.3 Réglage de l'isochronisme	87
III.3.4 Réglage de CSS2 avec un faisceau de $^{50}\text{Cr}^{11+}$ ralenti	87
IV Méthode de mesure de masses d'ions secondaires avec CSS2	93
IV.1 Principe de la méthode	93
IV.1.1 Relation entre les vitesses	94
IV.1.2 Accélération des ions secondaires dans CSS2	96
IV.2 Résultats de mesures-tests effectuées avec des noyaux légers	98
IV.2.1 Détection des faisceaux secondaires	98
IV.2.2 Mesure de masses avec des sauts de champ magnétique	99
IV.2.3 Mesure de masses avec des variations de fréquence	101
IV.2.4 Interprétation et conclusions de ces mesures-tests	102
IV.3 Mesure de l'acceptance de CSS2 et de la transmission d'un faisceau secondaire	103
V Calculs de simulation des trajectoires des ions dans un cyclotron	107
V.1 Simulation simple	107
V.2 Simulation réaliste	109
V.2.1 Paquets d'ions	109
V.2.2 Transport et injection	111
V.2.3 Carte de champ	112
V.2.4 Réglage avec la particule de référence : le code ANJO	113
V.2.5 Injection de paquets de particules : le code JOAN	116
V.2.6 Accélération et détection des particules	120
V.2.7 Résultats de cette simulation	121
VI Mesure de masses d'ions isobares $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn	127
VI.1 Production des ions secondaires $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn	127
VI.2 Injection et accélération simultanée des ions secondaires	134
VI.3 Interprétation des données expérimentales	137
VI.4 Estimation et discussion des sections efficaces de production des noyaux ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn	145
VI.4.1 Détermination des sections efficaces relatives	145
VI.4.2 Comparaison entre fusion-évaporation et fragmentation	147
VI.4.3 Estimation de la transmission	148
VI.5 Détermination des masses de ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn	150
VI.5.1 Détermination des centres de gravité en phase	150

VI.5.2 Etalonnage et détermination des excès de masse atomique	153
VII Discussion des résultats et perspectives théoriques	159
VII.1 Comparaison avec des modèles de masses nucléaires	159
VII.2 Discussion du terme de symétrie spin-isospin (terme de Wigner)	163
Conclusion	171

Introduction

La masse d'un noyau, et donc l'énergie de liaison de ce noyau, est l'une des propriétés nucléaires les plus fondamentales, puisque toute l'information relative aux forces agissant dans un tel système de neutrons et de protons est contenue dans cette quantité. En physique nucléaire, il n'existe toujours pas de théorie satisfaisante rendant compte de l'interaction forte dans la matière nucléaire. Divers modèles nucléaires ont été développés pour essayer de reproduire et de prédire les masses des noyaux, notamment loin de la vallée de stabilité : des modèles collectifs semi-empiriques microscopiques-macroscopiques, ou bien des modèles microscopiques phénoménologiques tels que des calculs modèle en couches, champ moyen Hartree-Fock, champ moyen relativiste, etc. L'extension des mesures de masses aux noyaux exotiques, ainsi que l'amélioration de la précision des valeurs de masses connues constituent une motivation capitale au raffinement de ces modèles.

Les masses nucléaires, notamment des noyaux proches de la ligne $N = Z$, apportent des informations physiques importantes pour la compréhension de la structure nucléaire. En effet, l'étude des différences d'énergie de liaison, c'est-à-dire des énergies de séparation des derniers nucléons du noyau, permet par exemple de mettre en évidence des régions de déformation, ainsi que des effets dus aux fermetures de couches. Les noyaux $N \simeq Z$, en particulier, sont au cœur d'une problématique liée à l'effet du terme de Wigner associé à la symétrie spin-isospin dans les noyaux.

Les masses nucléaires jouent également un rôle essentiel en astrophysique, permettant, par exemple, de rendre compte des abondances des nucléides ou bien de déterminer le chemin de certains processus de nucléosynthèse, tel que le processus de capture rapide de protons, du côté des noyaux riches en protons, appelé processus rp .

Dans ce contexte de la physique nucléaire, nous nous sommes intéressés à la mesure des

masses de noyaux exotiques riches en protons, proches de la ligne $N = Z$, dans la région des masses $A \approx 60 - 80$, où le processus rp est censé ralentir de manière notable ou même s'arrêter.

D'autre part, nous nous sommes également attachés à la mesure des masses dans la région de $A = 100$ au voisinage du noyau d' ^{100}Sn , qui présente une double fermeture de couches en protons et en neutrons pour $N = Z = 50$. Le caractère doublement magique de ce noyau a longtemps suscité l'intérêt, tant des théoriciens que des expérimentateurs. La très récente mise en évidence de l'existence de ce noyau a constitué un véritable défi expérimental, et a renforcé cet intérêt pour l'étude de ses propriétés.

La réalisation de ces expériences, au Grand Accélérateur National d'Ions Lourds, dans le but de mesurer, avec la meilleure précision possible, les masses de ces noyaux exotiques, a nécessité le développement de deux techniques de mesures de masses directes, basées sur la mesure du temps de vol des ions secondaires.

En effet, dans le cas des noyaux très exotiques, pour lesquels les taux de production sont en général très faibles et les schémas de niveaux très mal connus, l'utilisation des méthodes de mesures de masses indirectes, basées principalement sur la détermination de valeurs de Q de réactions de transfert ou de décroissance, est beaucoup plus délicate que dans le cas des noyaux stables.

Une première méthode, exploitant la longueur de vol disponible entre les spectromètres α et SPEG, qui a déjà été utilisée avec succès pour des noyaux légers riches en neutrons, a, pour la première fois, été couplée à l'utilisation du nouvel équipement SISSI, pour la production des faisceaux secondaires par fragmentation.

A l'occasion de l'expérience réalisée avec les noyaux de $A \approx 60 - 80$, une nouvelle méthode de purification des faisceaux secondaires, par changement d'état de charge des ions, qui ne détériore pas la qualité optique de ces faisceaux, a été mise au point et utilisée avec succès. Le développement d'un certain nombre de détecteurs pour la localisation des ions avec une bonne résolution, associée à la mesure des masses par cette méthode, a également été nécessaire.

Dans le cas des noyaux plus lourds de $A = 100$, pour lesquels une résolution en masse encore meilleure doit être atteinte, nous avons développé une méthode originale et propre à la configuration des cyclotrons du GANIL, qui consiste à utiliser le second cyclotron, CSS2, comme un spectromètre de haute résolution. Cette méthode implique des techniques de conduite d'un cyclotron avec des faisceaux de très faible intensité et l'expérience acquise

dans ce domaine est directement exploitable pour le projet SPIRAL d'accélération de faisceaux exotiques au GANIL.

La mise au point de cette méthode et l'optimisation de la procédure à utiliser, pour déterminer des masses de noyaux de courte durée de vie avec une très bonne précision, ont nécessité des efforts particuliers pour venir à bout de difficultés expérimentales considérables.

Chapitre I

Méthode de mesure de masses directe par temps de vol avec SPEG

Dans ce premier chapitre, nous allons présenter la méthode de mesure de masses directe qui a été développée au GANIL et qui utilise les spectromètres α et SPEG. Nous ferons quelques rappels sur le formalisme d'optique matricielle utilisé pour les calculs liés au transport de particules chargées avec des systèmes magnétiques. Nous décrirons enfin le dispositif expérimental associé à cette technique de mesure de masses par temps de vol, en particulier les détecteurs à galettes de microcanaux et les chambres à dérive qui ont été développées et utilisées pour la localisation des particules.

I.1 Principe de la méthode

Cette technique a déjà été utilisée lors de plusieurs expériences de mesures de masses au GANIL [Gil86, Gil87, Orr91], qui jusqu'à présent ont porté sur l'étude de noyaux légers riches en neutrons. Cette méthode de mesure directe par temps de vol repose sur l'utilisation de la longueur de vol d'environ 100 m disponible entre le spectromètre α et le spectromètre à perte d'énergie du GANIL, SPEG (voir la Figure I.1).

Le principe très simple et astucieux de cette méthode consiste à mesurer la rigidité magnétique $B\rho$ et le temps de vol T_{vol} d'ions dont on connaît l'état de charge q et qui parcourent la longueur de vol L d'un système achromatique. La notion d'achromatisme sera abordée ultérieurement. La masse m des ions s'obtient alors directement de l'expression :

$$B\rho = \frac{mv}{q} \quad (I.1)$$

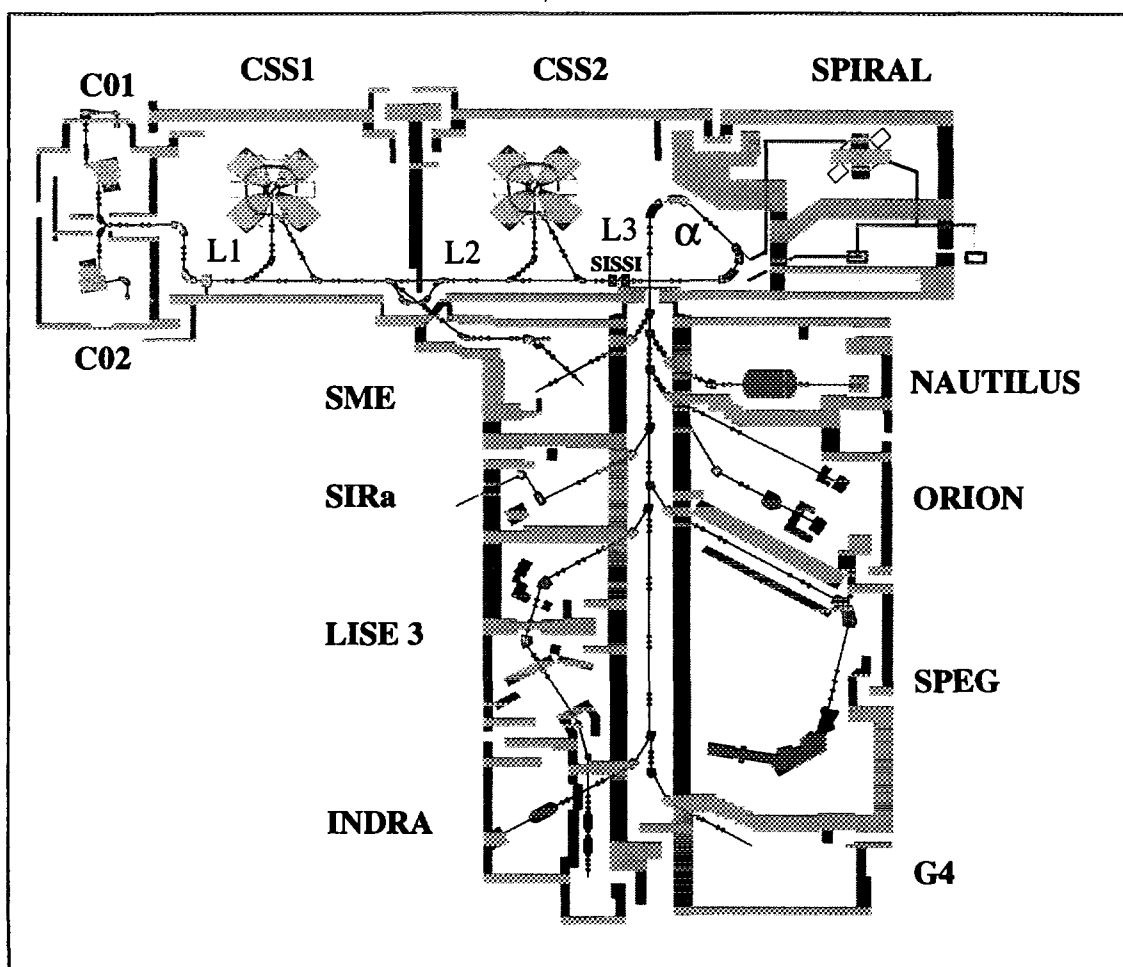


Figure I.1: Schéma des aires expérimentales du GANIL.

avec la vitesse v des ions :

$$v = \frac{L}{T_{vol}} \quad (I.2)$$

soit :

$$m = \frac{qB\rho}{L} \cdot T_{vol} \quad (I.3)$$

où m est l'expression de la masse relativiste des ions en fonction de la masse au repos m_o :

$$m = \gamma m_o \quad (I.4)$$

Le facteur relativiste γ est donné par :

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}} \quad (I.5)$$

avec $\beta = v/c$ où c est la célérité de la lumière, et l'énergie de masse au repos des ions ${}^A_ZX_N^{q+}$ s'exprime en fonction de l'excès de masse atomique ΔM (en MeV) :

$$m_o c^2 = A \times uma + \Delta M - q \times m_e c^2 \quad (I.6)$$

où $m_e c^2 = 0.511$ MeV est l'énergie de masse au repos de l'électron, et $1 uma = 931.494$ MeV est l'unité de masse atomique.

La mesure de la masse m d'un ion correctement identifié ${}^A_ZX_N^{q+}$, par cette méthode, consiste donc en une mesure de son temps de vol, entre un détecteur *start* et un détecteur *stop*, et de sa position horizontale x dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau en plusieurs points du parcours, correspondant à la mesure de la rigidité magnétique. La résolution en masse qui peut être atteinte avec cette méthode dépend donc de la résolution sur les mesures du temps et de la rigidité magnétique :

$$\frac{\Delta m}{m} = \sqrt{\left(\frac{\Delta B\rho}{B\rho}\right)^2 + \left(\frac{\Delta T_{vol}}{T_{vol}}\right)^2} \quad (I.7)$$

La résolution en masse obtenue avec cette méthode lors des précédentes expériences de mesures de masses de noyaux légers riches en neutrons était de l'ordre de quelques 10^{-4} .

Lors de ces expériences, les noyaux exotiques étaient produits par fragmentation, et aucune purification des faisceaux secondaires n'était nécessaire, la sélection magnétique étant en effet suffisante pour les noyaux riches en neutrons. De nombreux noyaux de

masses connues étaient produits et transmis en même temps que les noyaux de masses inconnues. Ceux-ci servaient alors de masses de référence, à partir desquelles les masses inconnues pouvaient être interpolées ou extrapolées. Ainsi, les masses de l'ensemble des noyaux produits pouvaient être déterminées simultanément, ce qui constitue le grand avantage de cette méthode. D'autre part, plus le nombre de masses de référence disponible est grand, et plus l'erreur systématique faite sur la mesure est réduite.

I.2 Rappels d'optique matricielle

Avant de décrire le dispositif expérimental, nous allons d'abord introduire un certain nombre de notions d'optique matricielle couramment utilisées dans le cadre du transport de particules chargées.

Dans le cas général, un faisceau de particules produit par un accélérateur est transporté jusqu'aux aires expérimentales au moyen de divers éléments magnétiques (dipôles, quadrupôles, sextupôles, octupôles...) qui agissent sur la trajectoire des particules (courbures, focalisations...). Pour décrire ces trajectoires de particules chargées, il est très commode d'utiliser les notations d'optique matricielle qui consistent à caractériser la position et la direction de chaque particule du faisceau par rapport à une particule de référence, ou particule centrale. Cela revient à considérer les petites déviations, au premier ordre, de la trajectoire de chaque particule par rapport à la trajectoire centrale passant par définition par le centre optique de tous les éléments magnétiques de la ligne de faisceau, soit l'axe tangent à cette trajectoire en chaque point (voir la Figure I.2).

• Une particule chargée peut être caractérisée à un instant donné et dans un référentiel donné par un vecteur à six dimensions dont les composantes sont :

↪ x = la distance de la trajectoire considérée à l'axe z dans le plan horizontal

↪ θ = l'angle de la projection de la trajectoire considérée sur le plan horizontal avec l'axe z

↪ y = la distance de la trajectoire considérée à l'axe z dans le plan vertical

↪ φ = l'angle de la projection de la trajectoire considérée sur le plan vertical avec l'axe z

↪ l = la différence de longueur entre la trajectoire considérée et la trajectoire centrale

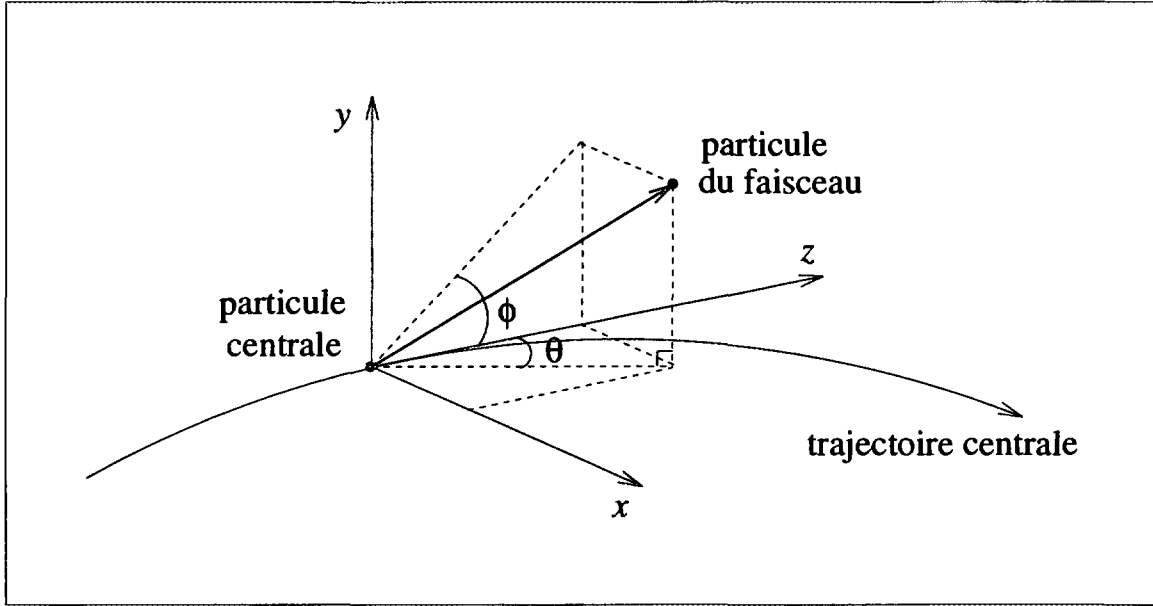


Figure I.2: Conventions liées à la trajectoire centrale d'un paquet de particules.

↪ $\delta = \frac{p - p_c}{p_c}$ = la différence relative de moment entre la particule considérée et la particule centrale.

Si l'on considère une particule chargée traversant une succession d'éléments magnétiques entre z_i et z_f , chacune des coordonnées finales (notées f) de cette particule est fonction des six coordonnées initiales (notées i) :

$$\begin{cases} x_f = f_x(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \\ \theta_f = f_\theta(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \\ y_f = f_y(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \\ \varphi_f = f_\varphi(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \\ l_f = f_l(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \\ \delta_f = f_\delta(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i) \end{cases}$$

où les fonctions f_x , f_θ , f_y , f_φ , f_l et f_δ sont déterminées par les équations du mouvement de la particule chargée dans un champ magnétique. S'agissant de petites déviations par rapport à la trajectoire centrale, on peut effectuer un développement en série de Taylor au

premier ordre, ce qui donne pour la coordonnée x par exemple :

$$x_f = \left(\frac{\partial f_x}{\partial x} \right)_{z_f} x_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \theta} \right)_{z_f} \theta_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial y} \right)_{z_f} y_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \varphi} \right)_{z_f} \varphi_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial l} \right)_{z_f} l_i + \left(\frac{\partial f_x}{\partial \delta} \right)_{z_f} \delta_i \quad (I.8)$$

On obtient bien sûr des relations similaires pour θ_f , y_f , φ_f , l_f et δ_f qui peuvent être rassemblées sous la forme d'une matrice (6×6) appelée matrice de transfert, notée R , qui décrit, au premier ordre, l'action d'un système d'éléments magnétiques sur les coordonnées de la particule entre z_i et z_f :

$$\begin{pmatrix} x_f \\ \theta_f \\ y_f \\ \varphi_f \\ l_f \\ \delta_f \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{\partial f_x}{\partial x} & \frac{\partial f_x}{\partial \theta} & \frac{\partial f_x}{\partial y} & \frac{\partial f_x}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_x}{\partial l} & \frac{\partial f_x}{\partial \delta} \\ \frac{\partial f_\theta}{\partial x} & \frac{\partial f_\theta}{\partial \theta} & \frac{\partial f_\theta}{\partial y} & \frac{\partial f_\theta}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_\theta}{\partial l} & \frac{\partial f_\theta}{\partial \delta} \\ \frac{\partial f_y}{\partial x} & \frac{\partial f_y}{\partial \theta} & \frac{\partial f_y}{\partial y} & \frac{\partial f_y}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_y}{\partial l} & \frac{\partial f_y}{\partial \delta} \\ \frac{\partial f_\varphi}{\partial x} & \frac{\partial f_\varphi}{\partial \theta} & \frac{\partial f_\varphi}{\partial y} & \frac{\partial f_\varphi}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_\varphi}{\partial l} & \frac{\partial f_\varphi}{\partial \delta} \\ \frac{\partial f_l}{\partial x} & \frac{\partial f_l}{\partial \theta} & \frac{\partial f_l}{\partial y} & \frac{\partial f_l}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_l}{\partial l} & \frac{\partial f_l}{\partial \delta} \\ \frac{\partial f_\delta}{\partial x} & \frac{\partial f_\delta}{\partial \theta} & \frac{\partial f_\delta}{\partial y} & \frac{\partial f_\delta}{\partial \varphi} & \frac{\partial f_\delta}{\partial l} & \frac{\partial f_\delta}{\partial \delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \varphi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

La matrice de transfert R , dont le déterminant est égal à 1, résulte en fait du produit des matrices de transfert de chacun des n éléments magnétiques de la ligne de transport :

$$R = R_n \times R_{n-1} \times \cdots \times R_1 \quad (I.9)$$

Il est d'usage de simplifier les notations des coefficients de cette matrice de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \frac{\partial f_x}{\partial x} &= \left(\frac{x}{x} \right) \\ \frac{\partial f_\theta}{\partial x} &= \left(\frac{\theta}{x} \right) \\ &\vdots \end{aligned}$$

Un certain nombre de ces coefficients jouent un rôle suffisamment déterminant dans ces calculs d'optique pour les rappeler ici :

- $\hookrightarrow \left(\frac{x}{x} \right)$ est le grandissement linéaire horizontal
- $\hookrightarrow \left(\frac{\theta}{x} \right)$ est le grandissement angulaire horizontal
- $\hookrightarrow \left(\frac{y}{y} \right)$ est le grandissement linéaire vertical
- $\hookrightarrow \left(\frac{\varphi}{\varphi} \right)$ est le grandissement angulaire vertical

- ↪ $\left(\frac{x}{\theta}\right)$ détermine la relation objet-image dans le plan horizontal (focale horizontale)
- ↪ $\left(\frac{y}{\varphi}\right)$ détermine la relation objet-image dans le plan vertical (focale verticale)
- ↪ $\left(\frac{\theta}{x}\right)$ est l'inverse de la distance focale image dans le plan horizontal
- ↪ $\left(\frac{\varphi}{y}\right)$ est l'inverse de la distance focale image dans le plan vertical
- ↪ $\left(\frac{x}{\delta}\right)$ est la dispersion horizontale
- ↪ $\left(\frac{\theta}{\delta}\right)$ est la dispersion angulaire horizontale
- ↪ $\left(\frac{y}{\delta}\right)$ est la dispersion verticale
- ↪ $\left(\frac{\varphi}{\delta}\right)$ est la dispersion angulaire verticale

Ces coefficients sont en effet utiles pour caractériser par exemple :

- ▷ une focale dans le plan horizontal, ou vertical, au point z_f : $\left(\frac{x}{\theta}\right)_{z_f} = 0$, ou $\left(\frac{y}{\varphi}\right)_{z_f} = 0$, qui signifie que toutes les particules de même impulsion se retrouvent focalisées en un même endroit du plan horizontal, ou vertical, quel que soit l'angle initial θ_i , ou φ_i , de ces particules;
- ▷ l'achromaticité d'un système : $\left(\frac{x}{\delta}\right) = \left(\frac{\theta}{\delta}\right) = 0$, qui signifie que la position x_f et l'angle θ_f des particules sont indépendants de leur moment δ_i , et cela même si le système contient des éléments dispersifs.

Une caractéristique optique importante d'un faisceau est son émittance, qui représente le volume de ce faisceau dans l'espace des phases et que l'on définit, dans le plan horizontal par exemple, comme :

$$\varepsilon_h = \pi \Delta x \Delta \theta \quad (\text{I.10})$$

où Δx est la taille initiale du faisceau au point objet et $\Delta \theta$ est la divergence angulaire dans le plan horizontal. L'émittance verticale ε_v du faisceau se définit de manière analogue. Enfin, une ligne de transport de faisceau se caractérise par son acceptance qui est égale à l'émittance maximale dans l'espace à six dimensions transmise par ce système.

Dans le cas de faisceaux secondaires, généralement de grande émittance, il est souvent nécessaire d'effectuer les calculs d'aberrations en étendant les développements aux ordres supérieurs, car les déviations par rapport à la trajectoire centrale ne peuvent plus être considérées comme faibles.

I.3 Description du dispositif expérimental

I.3.1 Le spectromètre α

Le rôle de ce spectromètre est d'analyser en énergie le faisceau délivré par les cyclotrons du GANIL, de le filtrer et de le dévier vers les aires expérimentales. Les ions subissent une déviation totale de 270° en suivant un parcours en forme d' α , d'où le nom de ce spectromètre (voir la Figure I.3). Ses caractéristiques figurent dans la référence [Reb83].

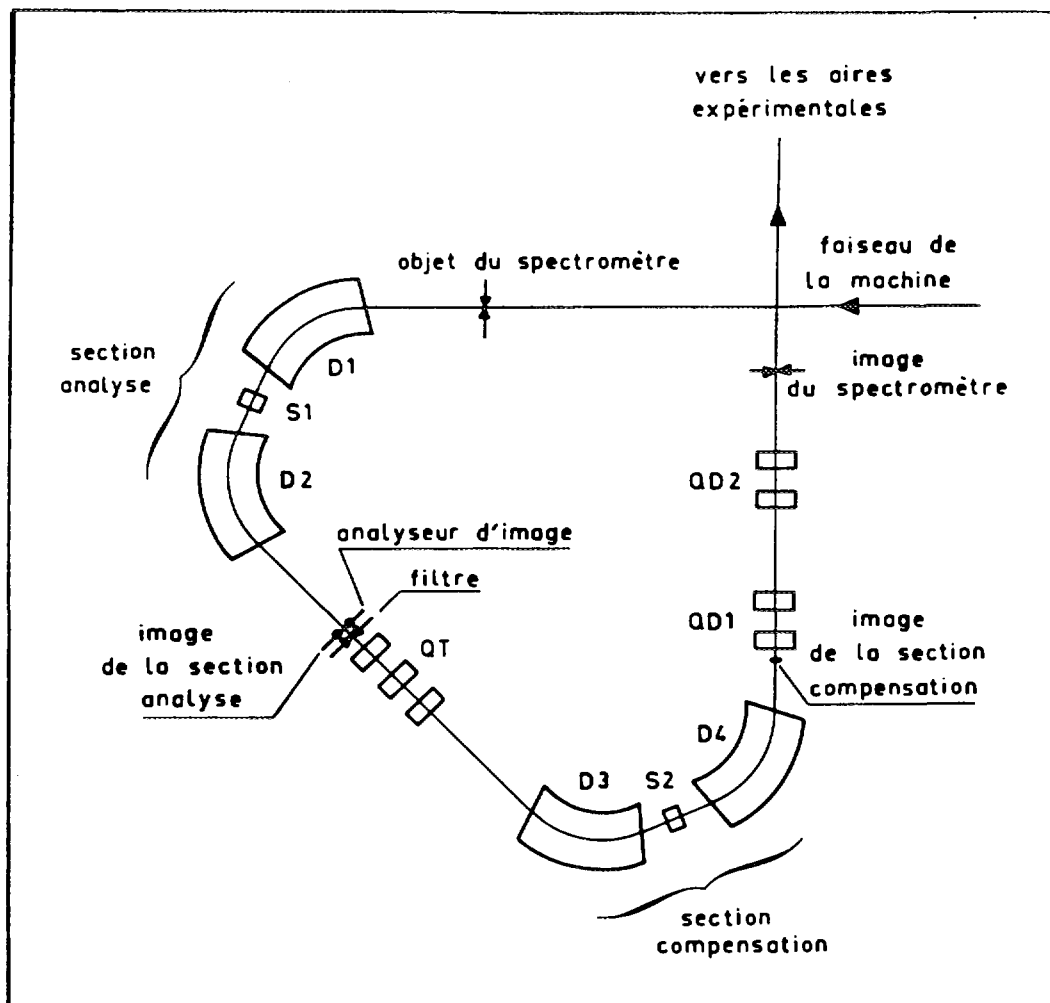


Figure I.3: Schéma du spectromètre α .

L'ensemble du système est doublement achromatique en x et θ , ce qui signifie, d'après la condition donnée plus haut, que la dispersion et la dispersion angulaire sont nulles. Il est constitué d'une première section d'analyse, suivie d'une deuxième section de compensation, et séparées par un triplet de quadrupôles permettant de réaliser l'achromatisme. Chaque

section comprend deux dipôles séparés par un sextupôle qui compense les aberrations du second ordre. A la sortie du spectromètre, deux doublets de quadrupôles réalisent une focalisation (“waist”) au point image du spectromètre, qui sert ensuite de point objet pour la ligne de transport desservant les aires expérimentales, appelée arête de poisson.

I.3.2 Le spectromètre SPEG

La Figure I.4 représente le spectromètre à perte d'énergie du GANIL, SPEG, qui est constitué d'une ligne d'analyse couplée à un spectromètre, l'ensemble du système étant achromatique. Nous allons décrire succinctement les différents éléments magnétiques qui le constituent en précisant leur rôle, une description plus détaillée des caractéristiques et performances de SPEG se trouvant dans la référence [Bia89].

L'optique du GANIL est telle que le système de transport du faisceau est achromatique jusqu'aux fentes situées au plan objet de SPEG (voir la Figure I.4).

Les quadrupôles $Q25$ et $Q26$ fournissent un point de focalisation intermédiaire horizontale juste à l'entrée du dipôle d'analyse $D3P$, qui à son tour focalise le faisceau au niveau de la cible située habituellement dans la chambre à réaction, c'est-à-dire au niveau du plan image dispersif intermédiaire. Les deux quadrupôles $Q32$ et $Q33$ permettent d'accorder la dispersion au niveau de la cible à la bonne valeur, égale à l'inverse de la dispersion du spectromètre, pour que le système soit achromatique. Le quadrupôle $Q35$ situé derrière la cible réalise une focalisation verticale, de manière à avoir une acceptance angulaire verticale de $\pm 2^\circ = \pm 35$ mrad dans le spectromètre constitué des deux dipôles $D4P$. Le dernier quadrupôle $Q41$ situé à la sortie du spectromètre permet de contrôler la dispersion angulaire au plan focal. D'autre part, plusieurs sextupôles, ainsi que des bobines de correction situées au niveau des dipôles, permettent de corriger les effets du second ordre.

I.3.3 Les détecteurs

Un schéma du dispositif expérimental est représenté sur la Figure I.5.

Dans l'expérience de mesure de masses des noyaux riches en protons de $A \approx 60 - 80$, la mesure du temps de vol des ions, qui est de l'ordre de la microseconde, était réalisée au moyen d'un détecteur *start* rapide à galettes de microcanaux situé à la sortie du spec-

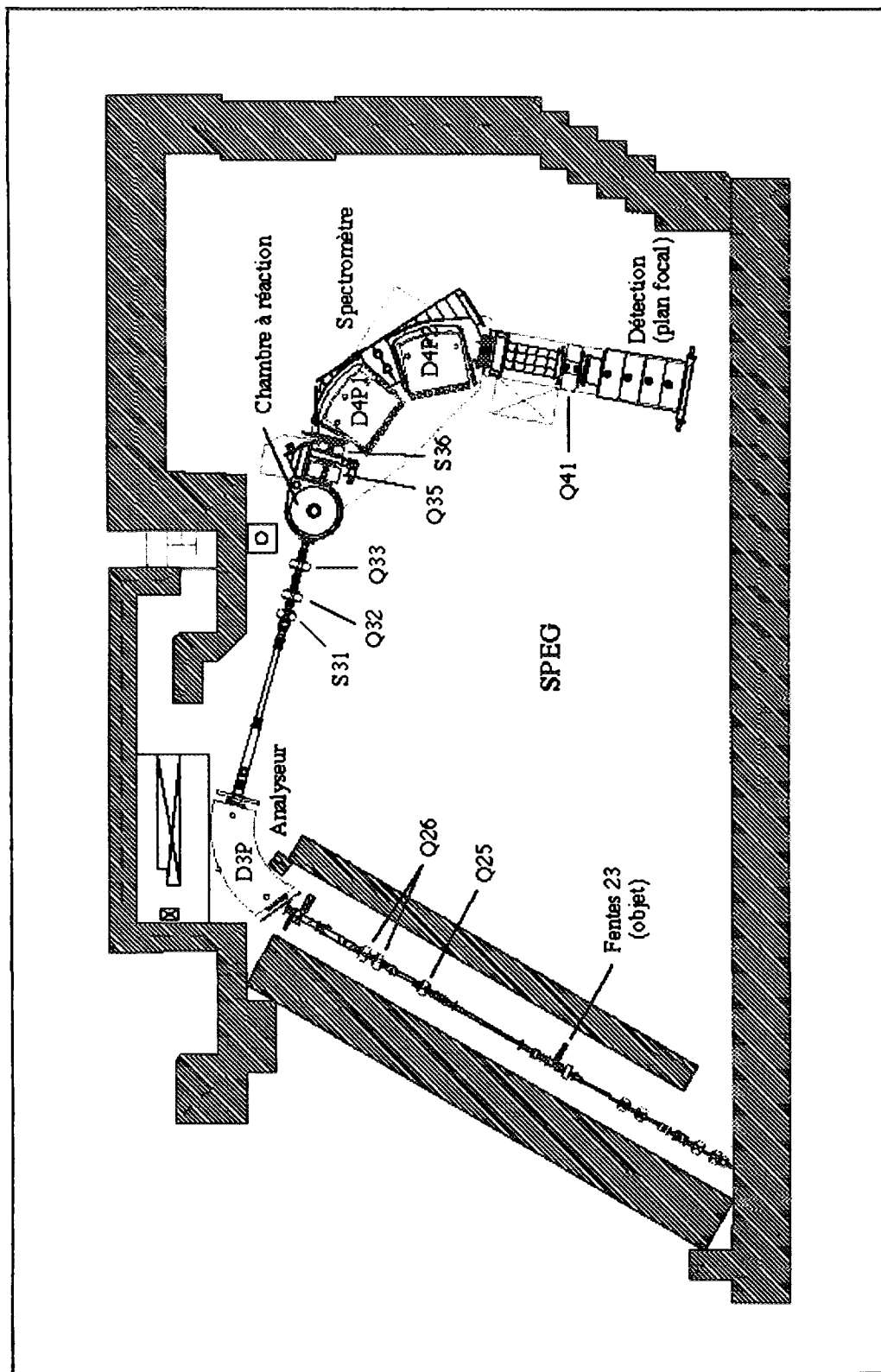


Figure I.4: Schéma du spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG.

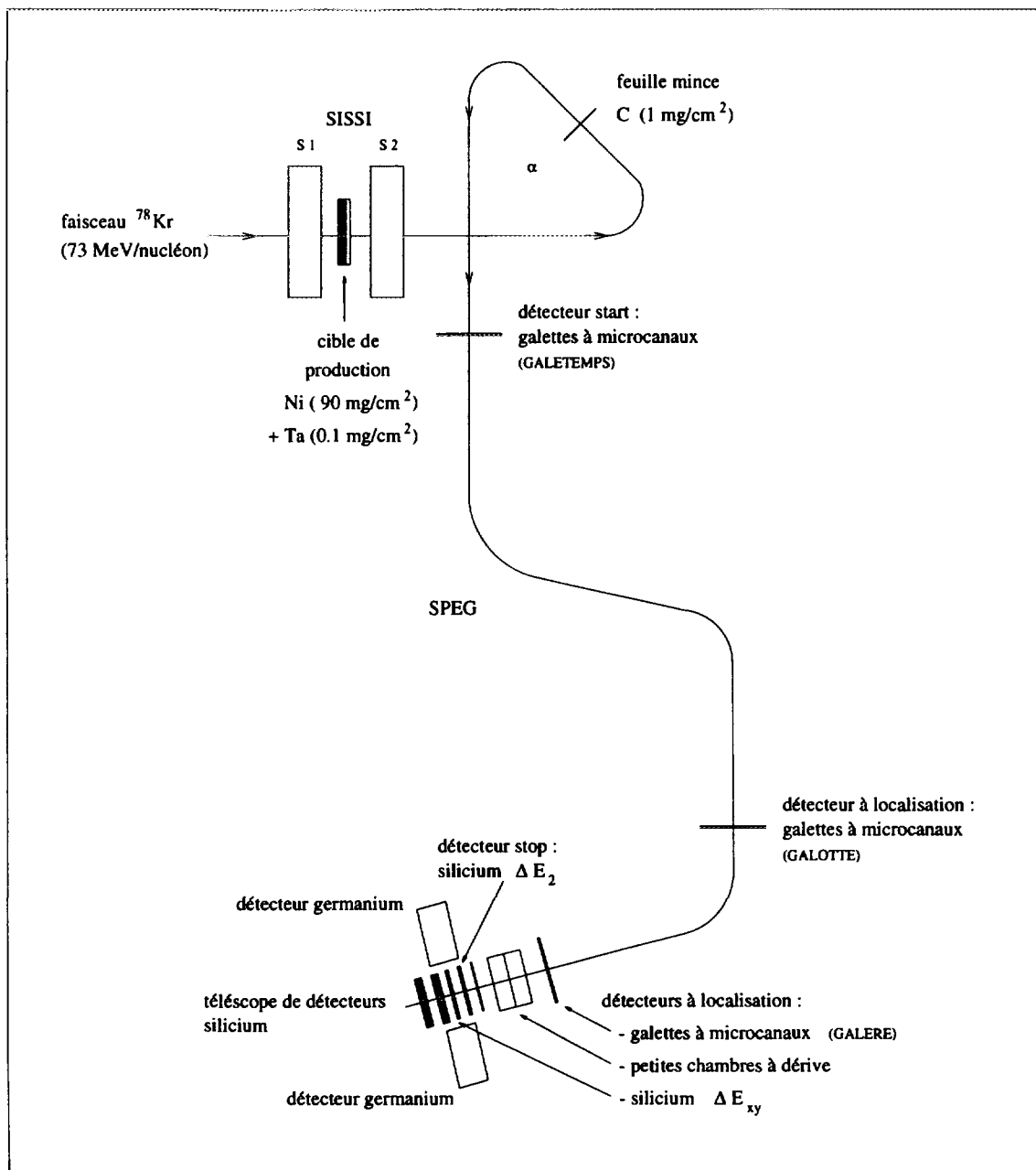


Figure I.5: Schéma du dispositif expérimental.

tromètre α (système **GALETEMPS**), et d'un détecteur *stop* silicium situé au niveau du plan focal de SPEG (ΔE_2).

Une mesure redondante de la rigidité magnétique se faisait avec des détecteurs munis de systèmes de localisation, en l'occurrence un détecteur à galettes de microcanaux situé au plan image dispersif de l'analyseur (système **GALOTTE**), et un autre situé au plan focal de SPEG (système **GALERE**), ainsi que des chambres à dérive de petite dimension (**C.D.**) et un détecteur silicium (ΔE_{xy}).

Le principe de fonctionnement et les performances des détecteurs à galettes de microcanaux et des petites chambres à dérive seront décrits dans les sections suivantes. Ces détecteurs ont été développés au GANIL et utilisés pour la première fois dans cette expérience, permettant par ailleurs d'évaluer leurs performances.

Les ions étaient identifiés grâce à un télescope de cinq détecteurs silicium placés en fin de parcours, au niveau du plan focal de SPEG, constitué de trois détecteurs mesurant la perte d'énergie des ions (ΔE_1 50 μm , ΔE_2 150 μm , ΔE_{xy} 163 μm) et d'un détecteur mesurant leur énergie résiduelle (E 4.5 mm). Un dernier détecteur (\bar{E} 4.1 mm) servait à mesurer l'énergie des particules légères provenant des réactions que peuvent faire les ions dans le détecteur précédent, et ceci justement afin de déterminer des sections efficaces de réaction, mais cette analyse ne fait pas partie de ce travail.

Enfin, un ensemble de deux détecteurs germanium de gros volume, et donc de haute efficacité, étaient placés de part et d'autre du télescope de détecteurs silicium, perpendiculairement à celui-ci, afin de détecter des photons γ pour confirmer l'identification des ions et déceler l'éventuelle population d'états isomériques.

Les schémas de l'électronique associée à ces détecteurs sont représentés sur les Figures I.6, I.7, I.8 et I.9, et la signification des différents sigles utilisés figure dans le Tableau I.1.

I.3.4 Mesure de position avec un détecteur à galettes de microcanaux

La mesure de la position horizontale des ions dans un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau fournit une mesure de leur rigidité magnétique. Nous disposons, pour effectuer ces mesures de position, de deux détecteurs à galettes de microcanaux identiques, **GALOTTE**

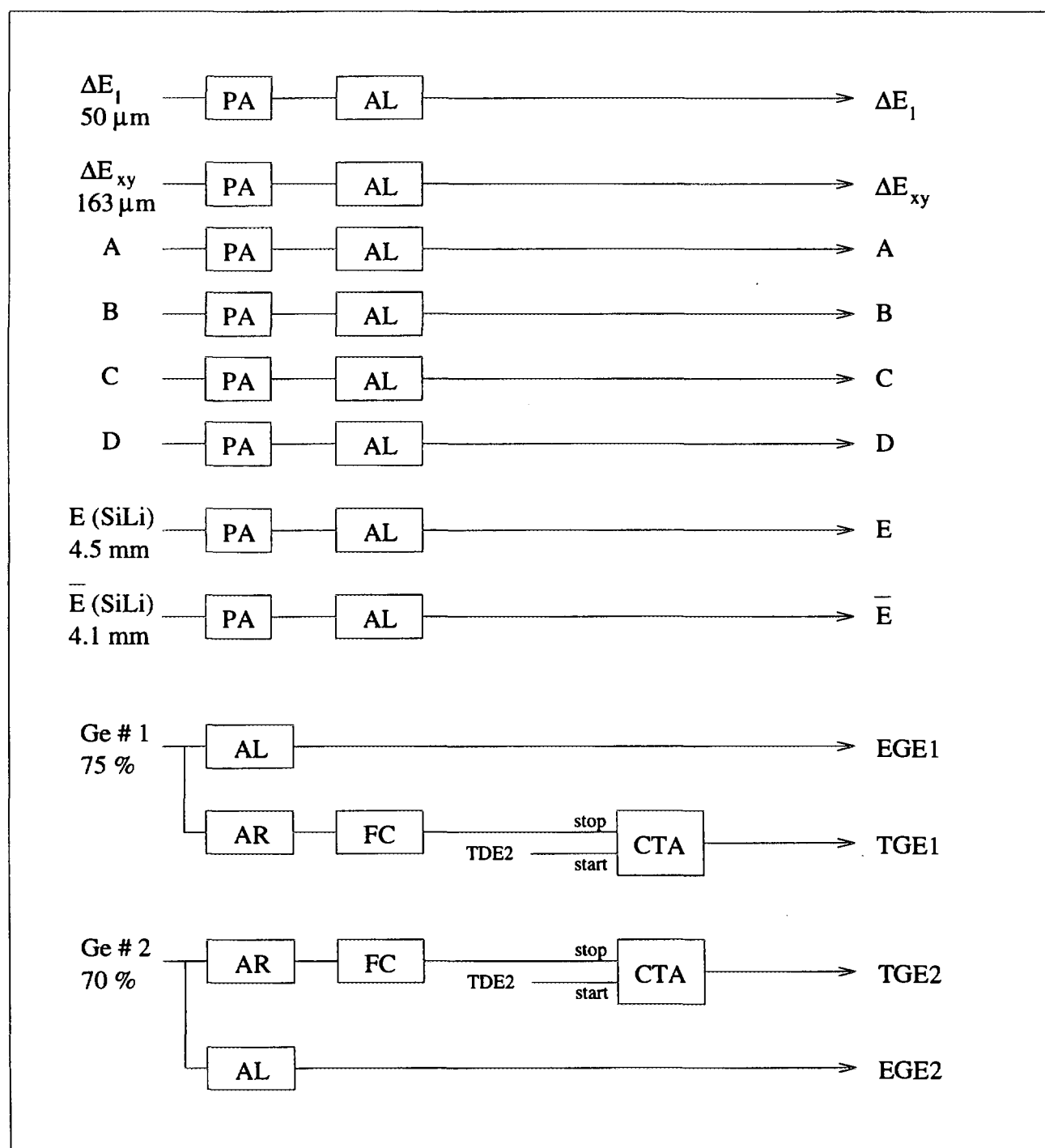


Figure I.6: Schéma d'électronique.

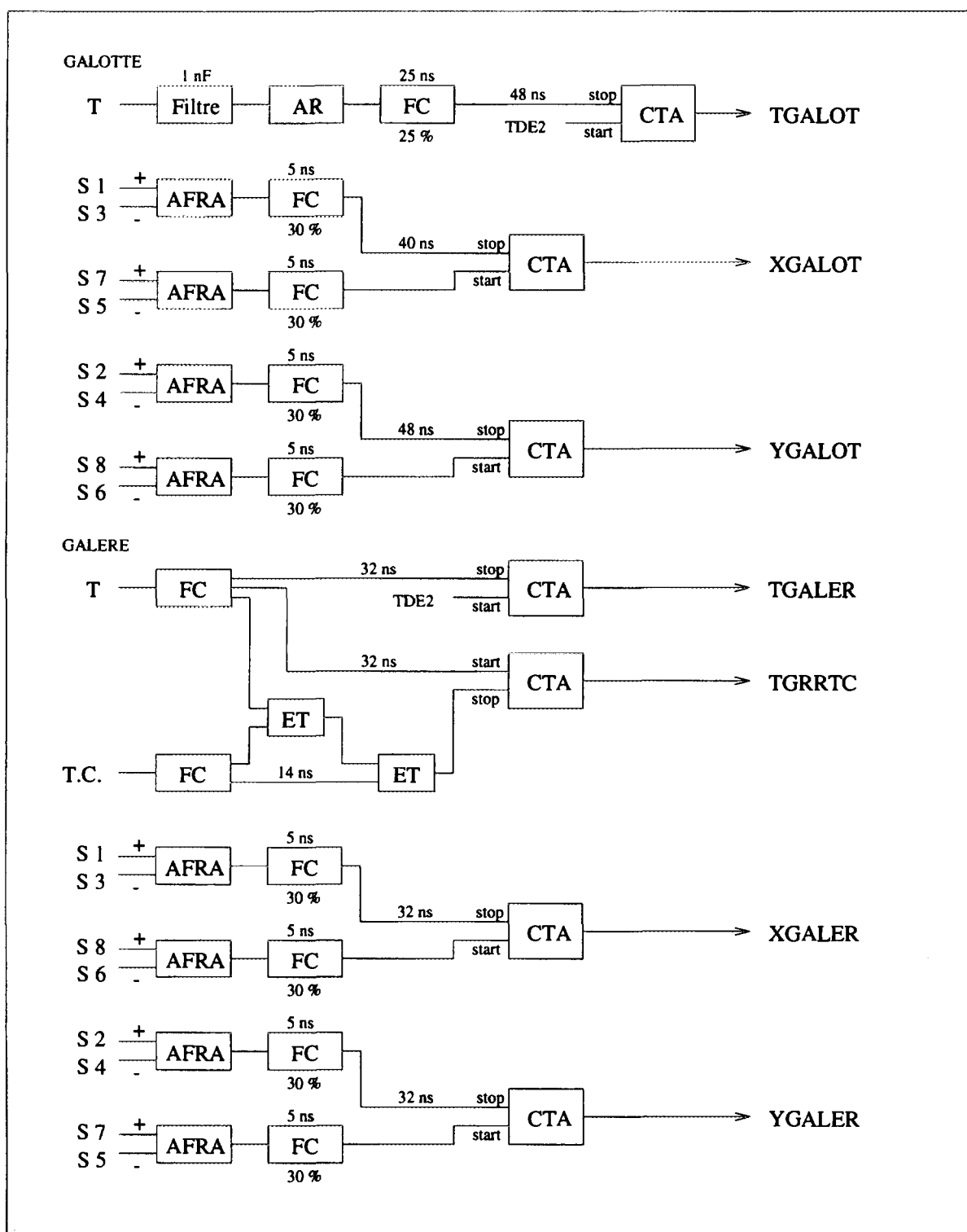


Figure I.7: Schéma d'électronique.

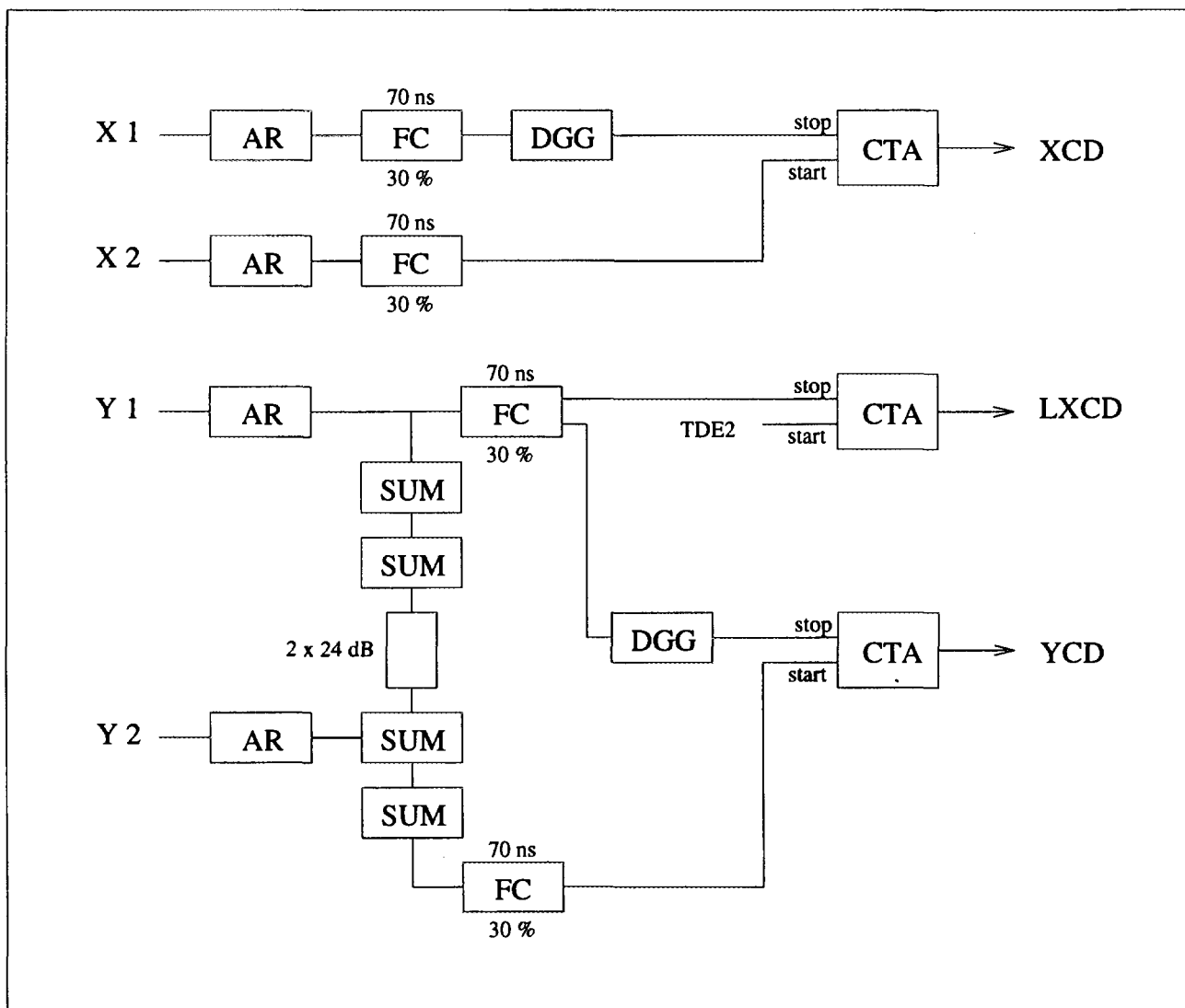


Figure I.8: *Schéma d'électronique.*

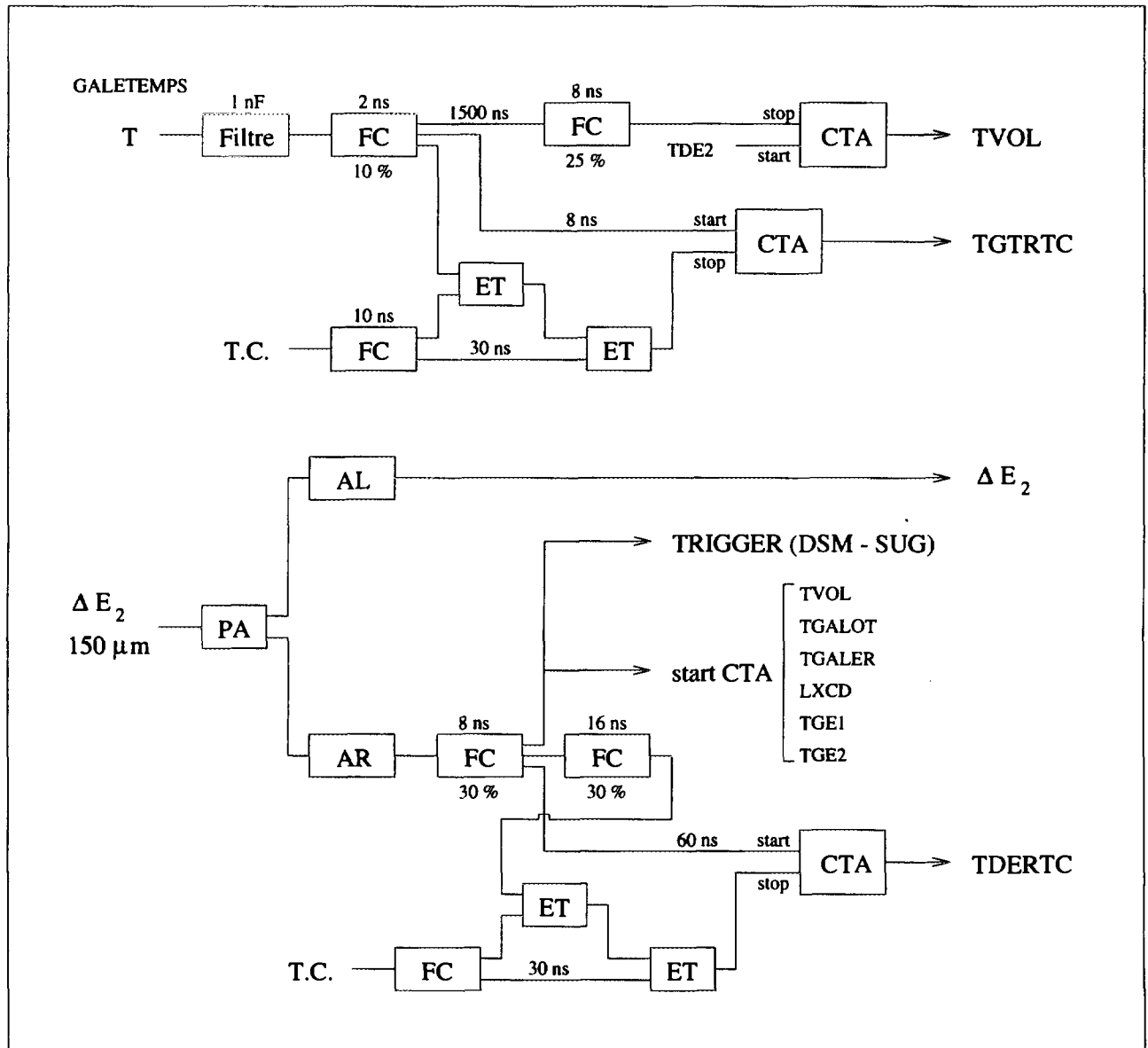


Figure I.9: Schéma d'électronique.

PA	Préamplificateur
AL	Amplificateur Lent
AR ou AFR	Amplificateur Rapide
DFC	Discriminateur à Fraction Constante
CTA	Convertisseur Temps Amplitude
ET	Module de Coïncidence AND
OU	Module de Coïncidence OR
DGG	Générateur de Porte
Porte Leblanc	Porte intégratrice
FAN IN - FAN OUT	Module Logique Entrée-Sortie
Lin FAN IN - OUT	Module Analogique Entrée-Sortie
TTL - NIM	Transposeur de signaux TTL \rightarrow NIM
SUM	Somme-Inverseur de signaux
BiDiv	Bidiviseur synchrone

Tableau I.1: *Modules électroniques.*

et GALERE, munis d'un système de localisation, situés respectivement au niveau du plan image dispersif intermédiaire et au plan focal de SPEG. Nous allons décrire le principe de ces détecteurs qui ont été développés au GANIL dans l'objectif de fournir, notamment lors d'expériences avec des faisceaux secondaires, des mesures de temps et de positions horizontale x et verticale y , pour la reconstruction des trajectoires, particule par particule, avec une bonne résolution [Odl96].

Un schéma d'une coupe du détecteur dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau est représenté sur la Figure I.10. Les ions incidents traversent une feuille très mince dans laquelle sont émis des électrons secondaires. Nous avons utilisé des feuilles de mylar de $0.5 \mu\text{m}$ aluminisé sur une face ($20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) pour assurer la conductivité électrique. En ajoutant sur cette couche d'aluminium un mince dépôt d'iodure de césium ($\sim 500 \text{ \AA}$), on multiplie le nombre d'électrons secondaires produits par environ 5. Les électrons secondaires sont ensuite accélérés vers les galettes de microcanaux placées hors de la trajectoire des ions incidents de manière à ne pas les intercepter. L'efficacité optimale des galettes

de microcanaux avec des électrons est obtenue pour une gamme d'énergie située entre 100 et 200 eV. Donc, pour avoir une bonne efficacité de détection pour des particules faiblement ionisantes, il est préférable d'utiliser une tension d'accélération relativement faible (100 – 400 V). Les électrons sont ensuite amplifiés de l'ordre d'un facteur 10^6 grâce à deux galettes montées en chevron, avant d'atteindre le système de localisation.

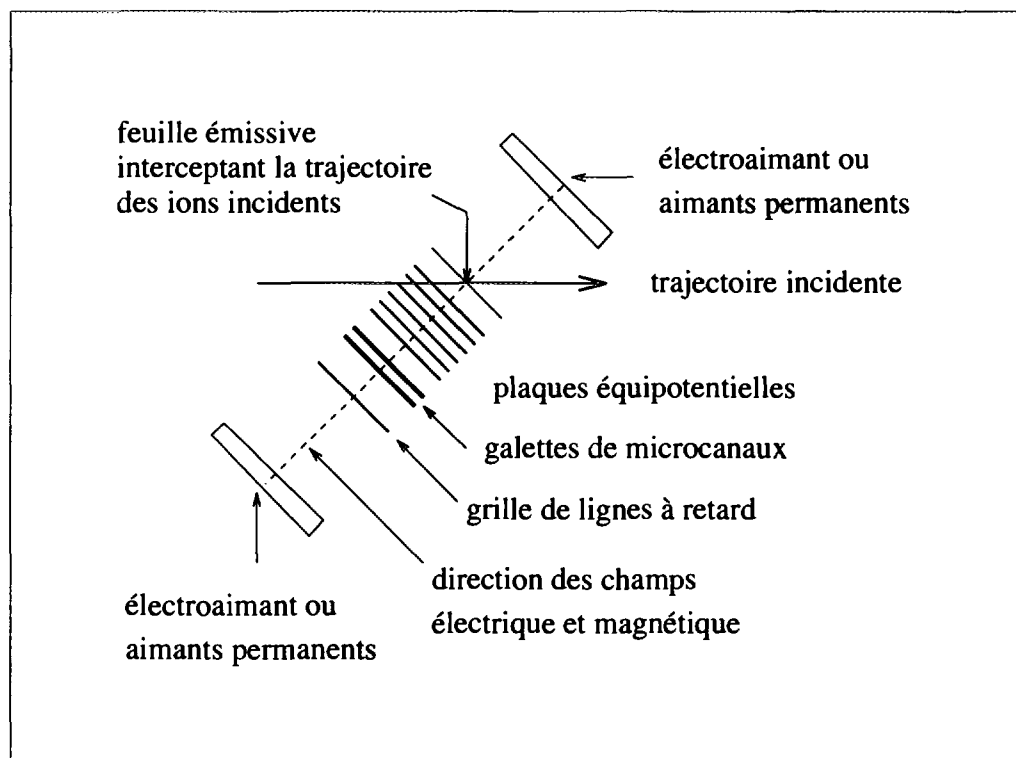


Figure I.10: Schéma du détecteur à galettes de microcanaux : coupe dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau. Seule la feuille émissive perturbe la trajectoire des ions incidents.

Nous avons dû imaginer un procédé qui puisse permettre la lecture des signaux sortant de galettes de microcanaux d'assez grande taille, tout en conservant une très bonne résolution spatiale, un faible temps mort, si possible peu ou pas de distortion, et une corrélation entre les coordonnées x et y qui soit négligeable. D'autre part, il fallait prendre en compte les limitations dues au taux de comptage. En effet, le taux de comptage maximal supporté par des galettes de microcanaux décroît linéairement quand le gain de celles-ci augmente. Il faut donc chercher à atteindre la résolution spatiale voulue avec le plus petit gain possible. Pour satisfaire toutes ces exigences, un système de lecture par des

lignes à retard nous a semblé le mieux adapté.

Ce système de localisation, représenté sur la Figure I.11, est constitué de deux bobinages parallèles de fil de tungsten doré de $150\text{ }\mu\text{m}$ de diamètre, soit un plan de fils pour chacune des directions x et y , sur lesquels est collectée la charge sortant de la deuxième galette de microcanaux. Les galettes ont un diamètre de 70 mm et les plans de fils couvrent une surface de $65 \times 65\text{ mm}^2$. En fait, chaque bobinage a une structure bifilaire, ce qui permet de s'affranchir des effets de couplages capacitifs, par soustraction des signaux provenant du fil collectant et du fil non-collectant. Les deux fils, espacés de 0.5 mm, ont une longueur correspondant à 20 ns. La moitié de la charge totale est collectée sur chaque bobinage. Des "coquilles" de cuivre connectées à la masse, et revêtues d'un isolant sur la surface interne, sont montées autour des supports des enroulements de fils. Elles permettent d'éviter des réflexions qui peuvent être occasionnées par des fluctuations des résistances caractéristiques. Les signaux sont lus aux deux extrémités de chaque paire de fils, puis amplifiés. Un adaptateur $200\text{ }\Omega \rightarrow 50\text{ }\Omega$ est nécessaire pour transmettre aux modules d'électronique, par des cables standard $50\text{ }\Omega$, les signaux provenant des lignes à retard, dont la résistance caractéristique est de $200\text{ }\Omega$.

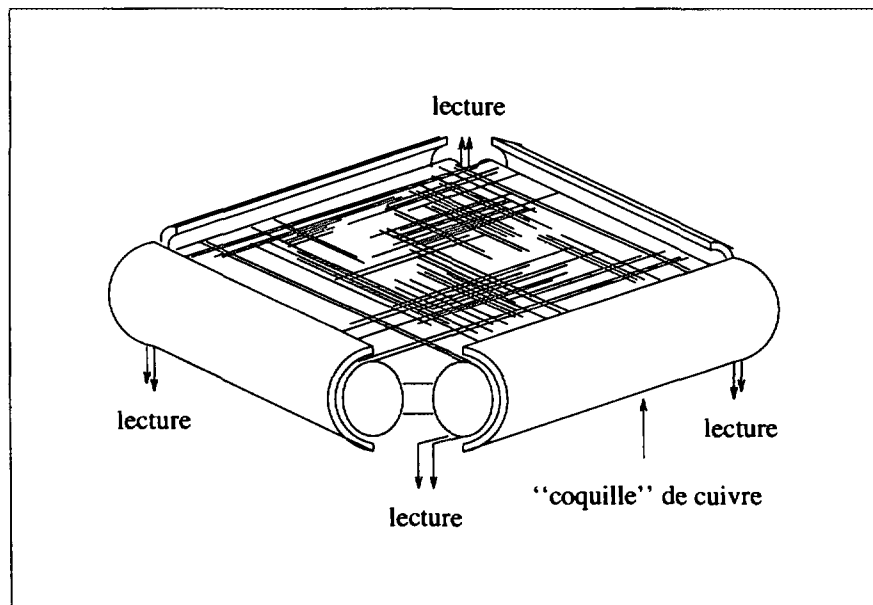


Figure I.11: Schéma du système de localisation par des lignes à retard.

Un signal temps rapide est extrait au niveau de la face de sortie de la deuxième galette

et constitue un temps de référence (signal *start*) pour les signaux provenant des lignes à retard (signaux *stop*). Les électrons sortent des galettes de microcanaux et induisent un signal électrique en arrivant sur l'un des fils des bobinages. La position de l'impact peut être déterminée en mesurant la distance, par une mesure de temps, de ce point d'impact aux deux extrémités du fil. La somme des temps qu'il faut au signal pour arriver aux deux extrémités, lorsqu'il s'agit d'une impulsion réelle, fournit le temps total nécessaire pour parcourir la longueur du fil. Cette information peut être utilisée pour rejeter les événements pathologiques qui proviennent parfois de mauvais déclenchements.

Les électrons secondaires ont une énergie initiale, juste à la sortie de la feuille émissive, de l'ordre de un à plusieurs eV, et sont répartis dans une grande émittance, d'environ $\varepsilon = 3500\pi$ mm.mrad, qui introduit une perte de qualité de l'image entre la feuille et les galettes s'ils ne sont pas refocalisés au niveau de celles-ci. Pour cela nous avons couplé au champ électrique accélérateur un champ magnétique parallèle.

En effet, en présence d'un champ électrique \vec{E} et d'un champ magnétique \vec{B} , les électrons, de charge $-e$ et de vitesse \vec{v} , subissent la force de Lorentz :

$$\vec{F} = -e \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (\text{I.11})$$

En fait par abus de langage les termes “champ magnétique” et “induction magnétique” sont souvent confondus. On peut décomposer la vitesse des électrons sur la direction parallèle au champ \vec{E} et sur la direction perpendiculaire :

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp} \quad (\text{I.12})$$

Dans le cas de notre détecteur où les champs \vec{E} et \vec{B} sont parallèles, les électrons ont une vitesse $|\vec{v}_{\perp}|$ constante et effectuent, dans le plan xy perpendiculaire aux champs \vec{E} et \vec{B} , des trajectoires circulaires avec, à l'approximation non-relativiste, la fréquence cyclotron :

$$\omega_c = \frac{eB}{m_e} \quad (\text{I.13})$$

et le rayon des orbites est donné par :

$$r = \frac{v_{\perp}}{\omega_c} \quad (\text{I.14})$$

Dans la direction z parallèle aux champs \vec{E} et \vec{B} , la vitesse initiale des électrons secondaires peut être négligée car leur énergie initiale est très faible devant l'énergie d'accélération, et en conséquence, le temps de transit t_{tr} de ces électrons entre la feuille émissive et les

galettes de microcanaux au travers des plaques equipotentielles peut être considéré comme constant, pour une distance donnée d entre la feuille et la face d'entrée de la première galette :

$$t_{tr} = \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}} \quad (\text{I.15})$$

On peut montrer que l'équation du mouvement des électrons, entre la feuille et les galettes, c'est-à-dire là où règnent les champs électrique et magnétique, est donnée par l'expression suivante :

$$\rho(B, d) = \sqrt{\left(\frac{m_e v_{\perp}}{eB}\right)^2 \left(\left[\cos\left(\frac{eB}{m_e} \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}}\right) - 1 \right]^2 + \left[\sin\left(\frac{eB}{m_e} \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}}\right) \right]^2 \right)} \quad (\text{I.16})$$

où $\rho(B, d)$ est défini comme la déviation, dans le plan xy , par rapport à une droite de direction z . Autrement dit, au bout du temps t_{tr} mis par les électrons pour parcourir la distance d , ρ est égal à la distance entre la position de l'impact sur les galettes et la position de la projection de l'origine des électrons secondaires. On en déduit que $\rho = 0$ pour :

$$\frac{eB}{m_e} \cdot \sqrt{\frac{2m_e d}{eV_{acc}}} = n\pi \text{ avec } n = 2, 4, 6, 8, \dots \quad (\text{I.17})$$

Cela signifie qu'une image "parfaite" de la feuille peut être obtenue si les électrons secondaires effectuent un nombre pair de tours, à leur fréquence cyclotron ω_c , avant d'atteindre les galettes de microcanaux. Ainsi, il est possible de trouver des configurations de champs optimales pour lesquelles le détecteur donne la meilleure image possible de la feuille émissive d'électrons secondaires.

Nous avons construit ce détecteur au GANIL et nous avons mesuré la résolution intrinsèque de l'électronique, à savoir une résolution en temps de l'ordre de $\sim 200 - 300$ ps (FWHM) et une résolution spatiale inférieure à 0.2 mm (FWHM).

Les Figures I.12 et I.13 montrent les résultats des tests que nous avons réalisés avec ce détecteur.

Dans un premier test, des particules α provenant d'une source traversaient la feuille et induisaient l'émission d'électrons secondaires, et ces particules α étaient détectées en coïncidence dans un détecteur silicium. La Figure I.12 montre l'image obtenue en plaçant une plaque métallique percée de petits trous régulièrement espacés entre la source α et la

feuille émissive. La distance entre les trous est de 5 mm tandis que le diamètre de ces trous est de 1 mm.

Un deuxième test nous a permis d'optimiser la résolution spatiale du détecteur en variant les champs électrique et magnétique. Dans ce test, nous avons utilisé les électrons secondaires directement émis par la source α qui remplaçait la feuille émissive, afin d'avoir des taux de comptage plus élevés. La Figure I.13 représente l'image obtenue sans champ magnétique (a), et avec champ magnétique (b). Sans champ magnétique, nous obtenons une image de la tache de particules incidentes beaucoup plus floue, alors que, lorsqu'un champ magnétique est appliqué, le mouvement hélicoïdal des particules produit un effet focalisant. La résolution optimale du détecteur, 0.7 mm (FWHM), a été obtenue avec un champ électrique $E = 4000$ V/m, et un champ magnétique $B = 3.0$ mT, délivré par deux électroaimants.

Ces tests ont d'autre part montré qu'un tel détecteur à galettes de microcanaux présente une efficacité de détection proche de 100 % pour des particules rapides, c'est-à-dire d'énergie supérieure à 50 MeV/nucléon, de numéro atomique $Z \geq 8$.

Dans l'expérience de mesure de masses réalisée avec un faisceau de ^{78}Kr , pour des raisons pratiques liées au montage du dispositif, nous avons dû remplacer les électroaimants par un système d'aimants permanents, qui a donné des résultats tout à fait satisfaisants, soit une résolution de l'ordre d'1 mm et 1.5 mm (FWHM) en x et y . La Figure I.14 montre l'image et la résolution obtenues lors de cette expérience avec un faisceau pinceau.

I.3.5 Mesure de position avec des petites chambres à dérive

Nous allons à présent décrire les petites chambres à dérive que nous avons utilisées pour la mesure de la rigidité magnétique des ions au plan focal de SPEG. Ces détecteurs ont été développés au GANIL pour effectuer, événement par événement et à haut taux de comptage, jusqu'à $\sim 10^6$ ions/s, des mesures précises de positions horizontale et verticale afin de reconstruire les trajectoires des particules [Mac96].

Ce détecteur modulaire est constitué de quatre petites chambres à dérive identiques. Chacune de ces petites chambres est remplie, à une pression de 20 mbar, de gaz isobutane qui traverse au préalable de l'alcool isopropylique à 4° C, constituant 1 % du mélange, pour ralentir les effets du vieillissement. La Figure I.15 représente une de ces petites chambres.

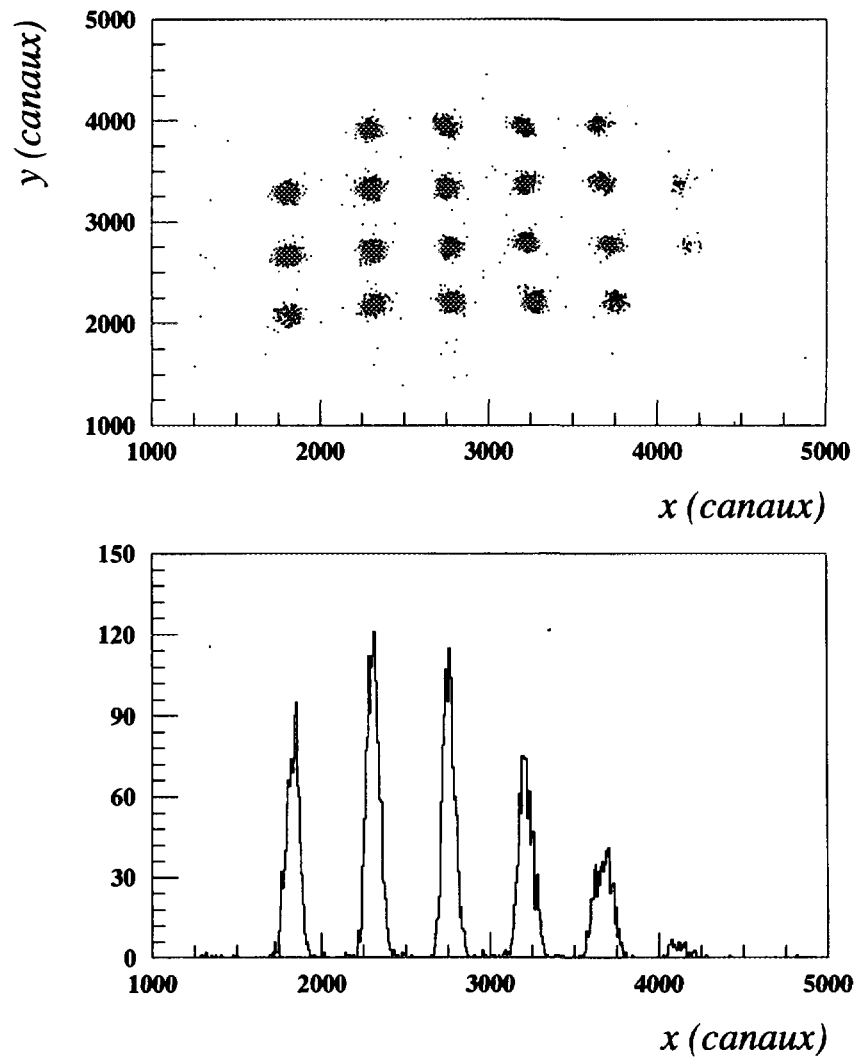


Figure I.12: (a) Image obtenue avec les particules α d'une source arrosant une plaque métallique percée de petits trous régulièrement espacés située entre la source α et la feuille émissive, et détectées dans un détecteur silicium en coïncidence avec les électrons secondaires. (b) Projection sur l'axe x de la figure (a).

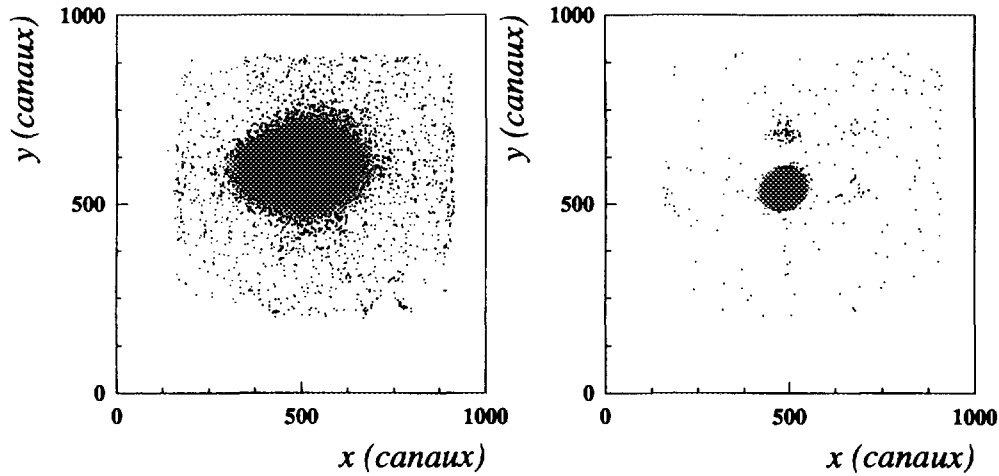


Figure I.13: Image d'une source α de 7 mm de diamètre obtenue (a) sans champ magnétique, (b) en appliquant un champ magnétique $B = 3.0 \text{ mT}$ parallèle au champ électrique $E = 4000 \text{ V/m}$.

La différence de tension de -450 V appliquée entre l'anode et la cathode est distribuée uniformément sur toute la région de dérive (70 mm) grâce à de fines bandes d'or évaporées sur les fenêtres d'entrée et de sortie en mylar ($0.5 \mu\text{m}$) de chaque module, qui fournissent un champ électrique constant de $3200 \text{ V.cm}^{-1}.\text{atm}^{-1}$. Une grille de Frisch portée à la masse sert à la fois d'anode et de séparation entre les zones de dérive et de régime proportionnel. Les électrons produits lors de l'ionisation au passage des ions incidents dérivent jusqu'au fil proportionnel autour duquel ils sont amplifiés. La charge collectée sur ce fil est utilisée pour la mesure de position. La vitesse de dérive des électrons dans ce champ électrique constant est de $5 \text{ cm}/\mu\text{s}$, et le temps de dérive sur les 70 mm est donc de $1.4 \mu\text{s}$.

Les préamplificateurs de très haut gain 200 mV/MeV sont montés directement sur le support des détecteurs au plus près des sorties des signaux des fils proportionnels, pour obtenir le meilleur rapport signal/bruit possible.

Les quatre modules de détection sont placés de telle façon que le champ électrique soit orthogonal à l'axe du faisceau, mais la direction de dérive des électrons est différente pour

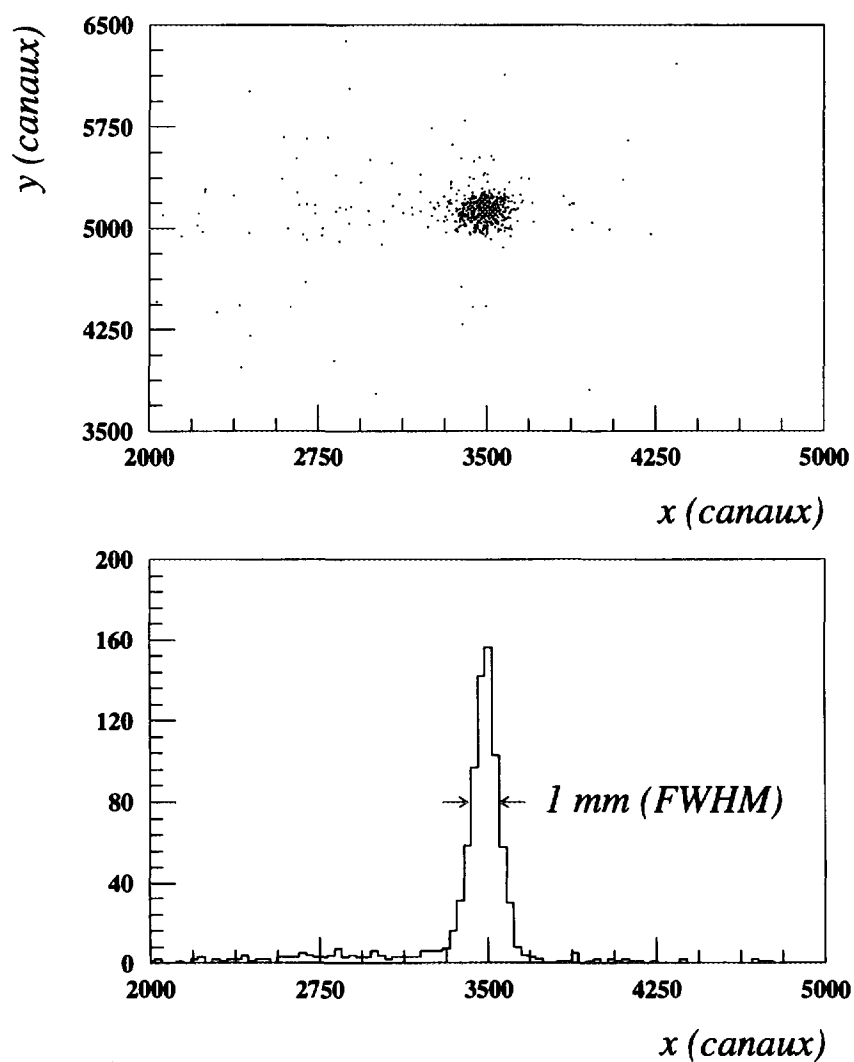


Figure I.14: (a) Image obtenue avec le détecteur à galettes de microcanaux pour un faisceau pinceau de ^{78}Kr . (b) Projection sur l'axe x de la figure (a).

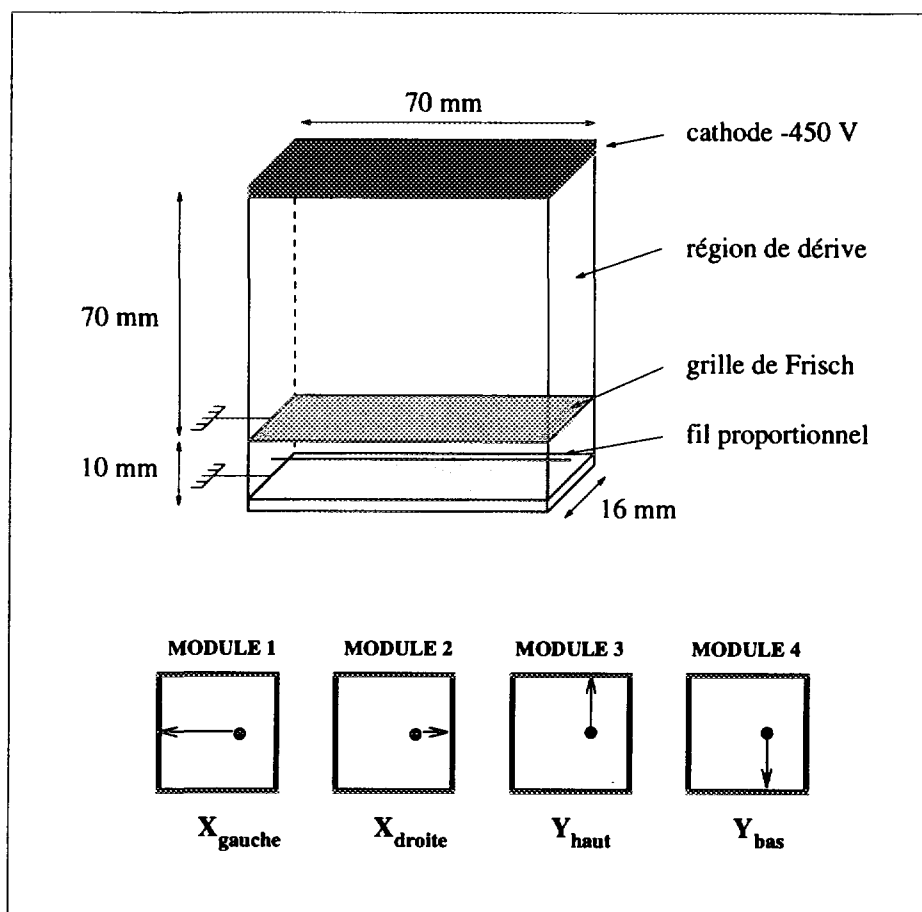


Figure I.15: Schéma des petites chambres à dérive.

chacun de ces modules (voir la Figure I.15). Ainsi, deux mesures indépendantes de la position horizontale, x_{gauche} et x_{droite} , et de la position verticale, y_{haut} et y_{bas} , sont réalisées.

Nous avons mesuré une résolution angulaire de ± 0.5 mrad en plaçant deux modules de détection à 1 m l'un de l'autre pour reconstruire l'angle avec l'axe optique de la trajectoire incidente. Cette valeur très satisfaisante est malgré tout un petit peu plus grande que la résolution intrinsèque prévue d'environ ± 0.35 mrad, à cause du straggling angulaire introduit par la traversée des détecteurs.

Les petites chambres ont été testées et utilisées pour la première fois lors de l'expérience de mesure de masses avec le faisceau de ^{78}Kr . Dans cette expérience, nous n'avons utilisé que deux modules pour la mesure de x et de y . Nous avons mesuré une résolution spatiale d'environ 0.2 mm (FWHM) pour ces détecteurs avec un faisceau pinceau. La Figure I.16

montre l'image obtenue lors de cette expérience avec ce faisceau pinceau.

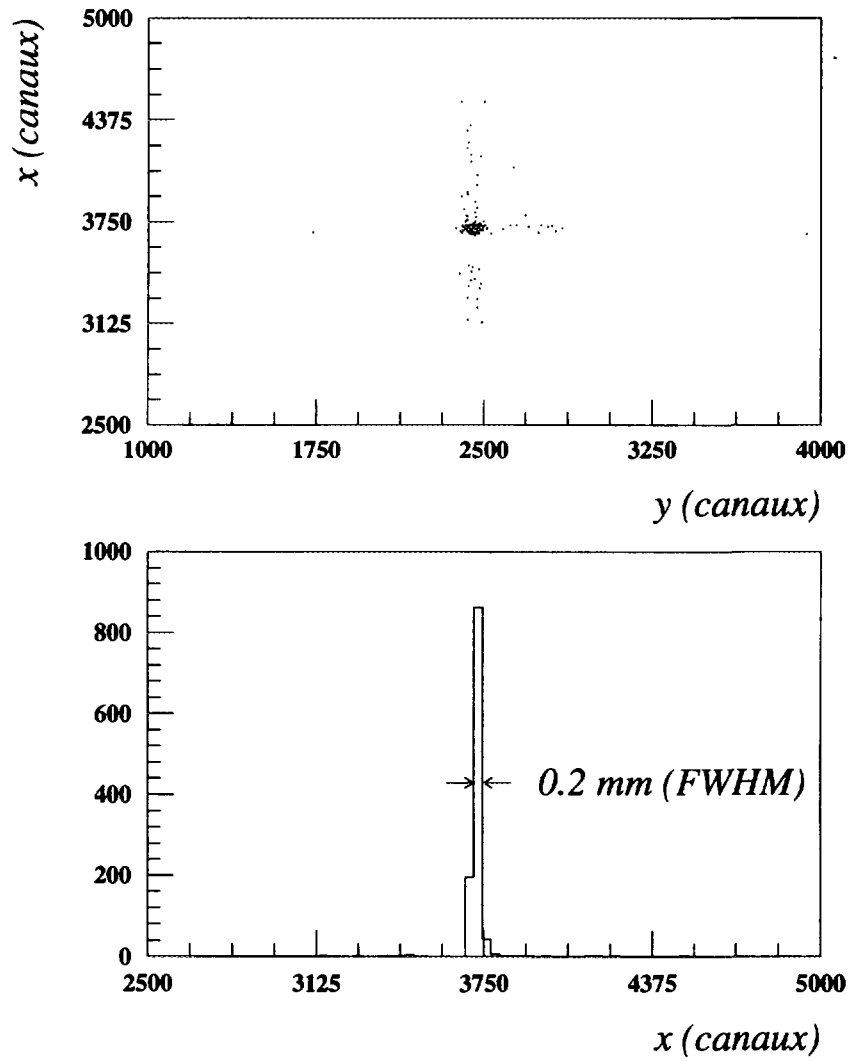


Figure I.16: (a) Image obtenue avec les petites chambres à dérivation pour un faisceau pinceau de ^{78}Kr . (b) Projection sur l'axe x de la figure (a).

Chapitre II

Mesure de masses de noyaux riches en protons dans la région $A \approx 60 - 80$

Nous allons à présent rendre compte de l'expérience de mesure de masses que nous avons réalisée dans la région des noyaux $A \approx 60 - 80$. Nous nous intéresserons tout d'abord au mode de production de ces noyaux exotiques, puis nous décrirons une méthode de purification des faisceaux secondaires avant de présenter l'analyse des données expérimentales d'où ont pu être extraites les masses du ^{70}Se et du ^{71}Se .

II.1 Motivations physiques

Les noyaux riches en protons dans la région des masses $A \approx 60 - 80$ ont suscité depuis quelques années un vif intérêt. Ces noyaux $N \simeq Z$, proches de la drip-line proton, qui est le terme utilisé pour désigner la ligne de stabilité au-delà de laquelle les noyaux décroissent par émission de proton, se trouvent en effet dans une région de transition de forme [Lis90]. L'étude des régularités, ou au contraire des singularités, de la surface de masses dans cette région de noyaux permettra de mieux comprendre ces effets de déformation.

Ces noyaux sont également très intéressants pour le rôle qu'ils jouent en astrophysique, dans les événements tels que les flashes de rayons X et γ [Tam85]. Notamment, les noyaux de cette région situés sur la drip-line proton, ou proches de celle-ci, permettent de déterminer le chemin du processus rp [Wal81] pour les masses lourdes. Pour les masses plus légères ($A \leq 40$), ce chemin est adjacent à la ligne de stabilité. La Figure II.1 montre en effet que ces noyaux sont essentiels à la synthèse de matière au-delà du ^{56}Ni .

Des études récentes, principalement menées au NSCL (Michigan State University)

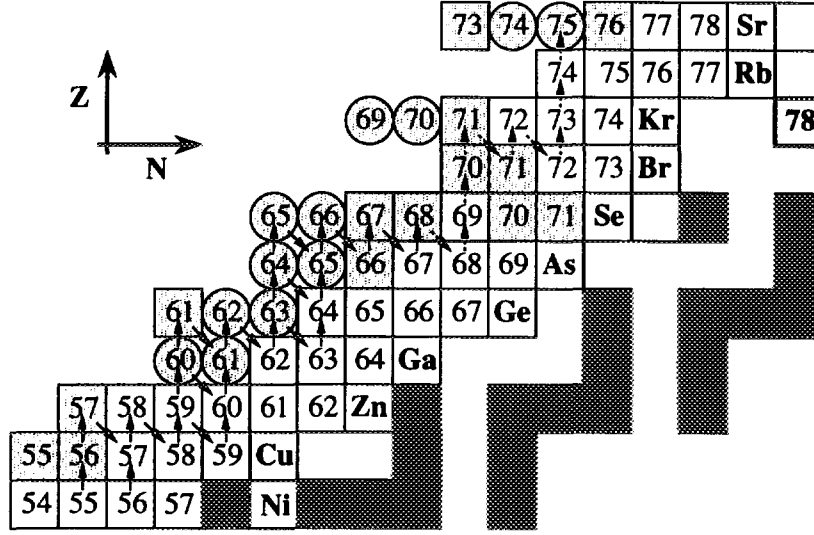


Figure II.1: Carte nucléaire dans la région $A \approx 60-80$. Les noyaux stables sont représentés par les carrés noirs, les noyaux récemment identifiés [Moh91b, Yen92, Win93, Bat93, Bau94, Bla95] par des cercles, et les noyaux dont la masse n'est pas connue [Aud95] en grisé. Les flèches en trait continu indiquent le chemin du processus rp jusqu'au ^{68}Se où le processus est censé être très fortement ralenti. Le chemin possible du processus rp au-delà de ce noyau est ensuite prolongé en trait discontinu.

[Moh91b, Yen92, Win93], mais aussi au LBL (Berkeley) [Bat93], au CERN (Genève) [Bau94] et au GANIL [Bla95], ont permis d'atteindre la drip-line proton, de compléter la carte des noyaux dans cette région, et donc de commencer à étudier les propriétés de ces noyaux, apportant ainsi des contraintes sur les chemins possibles et le point d'arrêt du processus rp (waiting ou ending point). En particulier, la récente mise en évidence de l'instabilité par émission de particules du ^{69}Br [Bla95] implique que ce processus est ralenti de manière significative au niveau du ^{68}Se , dont la durée de vie est comparable à l'échelle de temps attendue pour le processus rp .

Très peu d'informations expérimentales sont disponibles sur les masses des noyaux de cette région [Aud95], et en particulier pour les noyaux situés à la drip-line proprement dite (voir la Figure II.1). La raison essentielle tient à la difficulté à produire ces noyaux exotiques. En revanche, pour les noyaux situés en-dessous de $A \approx 60$, les masses sont mieux connues, car ces noyaux sont plus proches de la ligne de stabilité.

De nouvelles mesures de masses de noyaux-clés proches de la drip-line proton dans cette région permettront d'estimer les valeurs de Q de réaction déterminantes et les différents

taux de réaction nécessaires à la modélisation du processus rp (capture de protons, photodésintégration, décroissance β) [Cha92].

II.2 Production des faisceaux d'ions secondaires

Aux énergies intermédiaires ($\sim 50 - 100$ MeV/nucléon) la fragmentation nucléaire est un des mécanismes de réaction dominants. Les caractéristiques associées à ce mode de production de noyaux secondaires, telles qu'une focalisation des fragments vers l'avant, une distribution en énergie étroite, permettent d'avoir une assez bonne efficacité de collection et de transport de ces fragments. Les problèmes que l'on rencontre cependant avec ces faisceaux secondaires sont liés à leur faible intensité, due aux faibles taux de production lorsqu'il s'agit de noyaux exotiques, et aux pertes en transmission à cause de la mauvaise qualité optique de ces faisceaux. En effet, les pertes en transmission sont principalement dues à l'acceptance angulaire des lignes standard de transport de faisceau, qui est faible ± 5 mrad pour des faisceaux secondaires ayant une grande divergence angulaire, essentiellement déterminée par la réaction nucléaire considérée. La transmission en moment est bien sûr liée à la distribution en moment des fragments, qui peut être calculée avec le modèle de Goldhaber [Gol74].

SISSI (Source d'Ions Secondaires à Solénoïdes Supraconducteurs Intenses) [Jou91] est un équipement qui a été développé au GANIL et construit entre le dernier cyclotron (CSS2) et le spectromètre α (voir la Figure I.1) afin d'augmenter l'acceptance angulaire des lignes de transport sans augmenter l'émittance du faisceau secondaire, en refocalisant les fragments au moyen d'une lentille de courte focale (voir la Figure II.2). Les lignes de transport standard ont une acceptance de 16π mm.mrad. Donc, pour obtenir une acceptance angulaire $\Delta\theta = \Delta\varphi$ d'environ $\pm 5^\circ = \pm 80$ mrad, le rayon de la tache du faisceau primaire sur la cible de production ne doit pas dépasser :

$$\Delta x = \Delta y = \frac{16\pi \text{ mm.mrad}}{80 \text{ mrad}} = 0.2 \text{ mm}$$

ceci afin de conserver l'émittance, en accord avec le théorème de Liouville. La cible de production est donc située au point image d'une première lentille de courte focale (voir la Figure II.2).

Les performances de SISSI couplée au spectromètre α ont été mesurées [Cor96] et comparées aux valeurs nominales [Ngh94], et sont présentées dans le Tableau II.1. Ces mesures

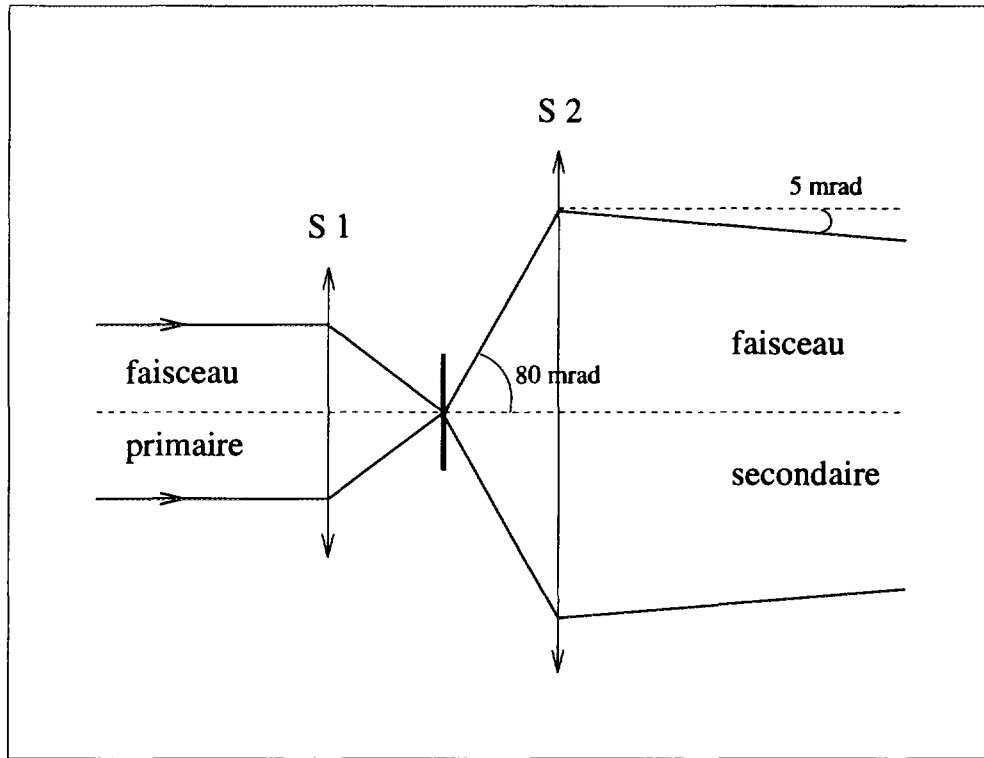


Figure II.2: Schéma de principe du fonctionnement de SISSI.

ont permis de confirmer la bonne qualité optique des faisceaux secondaires délivrés par SISSI, ainsi qu'une assez bonne transmission en moment, sauf dans le cas de la ligne SPEG où une transmission de seulement $\pm 0.25\%$ a été obtenue. En revanche la transmission angulaire est plus faible que les valeurs attendues.

SISSI permet donc, grâce à son doublet de bobines supraconductrices, de délivrer dans les salles d'expériences du GANIL, des faisceaux secondaires les plus intenses possible et de bonne qualité optique, en améliorant la transmission des lignes de faisceau standard pour les faisceaux secondaires.

Plusieurs expériences réalisées à MSU [Moh91b, Win93] ont démontré que l'utilisation d'un faisceau de ^{78}Kr de relativement grande énergie et de haute intensité, couplée à celle d'un séparateur de fragments, permettait d'atteindre la région des noyaux riches en protons de $A \approx 60 - 80$. Dans notre expérience, un faisceau de ^{78}Kr à 73 MeV/nucléon était envoyé sur une cible de 90 mg/cm^2 de ^{nat}Ni située entre les deux solénoïdes de SISSI.

Transmission	Valeurs mesurées	Valeurs nominales
angulaire (θ et φ)	± 45 mrad	± 80 mrad
en moment ($\delta p/p$)	± 0.5 %	± 0.6 %
totale	16 %	50 %

Tableau II.1: *Performances de SISSI + spectromètre α .*

Le choix d'une cible de nickel repose sur les résultats expérimentaux obtenus à MSU, qui avaient montré qu'à ces énergies, le transfert de nucléons est une voie encore relativement importante. Notamment, des isotopes de rubidium (Rb) et strontium (Sr) avaient pu être produits par capture de protons à partir de la fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr [Moh91b].

Dans une telle réaction, plus de 200 nucléides sont produits, ce qui correspond à une intensité totale de 5 à 7×10^5 ions/s d'après les estimations des codes INTENSITY [Win92] et LISE [Baz93]. Bien sûr de tels taux de comptage n'étaient pas envisageables pour nos détecteurs silicium. Cependant, l'intensité de faisceau maximale était requise pour produire les noyaux les plus exotiques. Il était donc absolument nécessaire de purifier ces faisceaux secondaires pour atteindre des taux de comptage raisonnablement supportables par les détecteurs, et optimisés pour les noyaux qui nous intéressaient.

Nous allons à présent décrire la méthode de purification de faisceaux secondaires que nous avons choisi de mettre en oeuvre.

II.3 Méthode de purification des faisceaux secondaires par épluchage des ions

La méthode de purification des faisceaux secondaires produits par fragmentation couramment utilisée consiste à effectuer une sélection des ions par ralentissement dans un dégradeur achromatique épais. Cette méthode simple et peu coûteuse permet d'obtenir une bonne efficacité de sélection mais présente l'inconvénient d'augmenter l'émittance du faisceau,

à cause du straggling en énergie et du straggling angulaire au passage des ions dans le dégradeur. C'est pour cette raison que nous avons préféré utiliser une autre méthode de purification des faisceaux d'ions secondaires qui ne détériore pas leur qualité optique, basée non plus sur le ralentissement mais sur l'épluchage de ceux-ci.

Tout d'abord, une mince couche de tantale ($\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) évaporée sur la face de sortie de la cible de nickel ($90 \text{ mg}/\text{cm}^2$) favorise la production des ions dans l'état de charge $q = Z - 1$. De plus, une mince feuille d'épluchage de carbone (mylar $\sim 1 \text{ mg}/\text{cm}^2$) montée entre les deux doublets de dipôles du spectromètre α permet d'éplucher les ions du dernier électron restant. Par un réglage asymétrique des deux parties du spectromètre α , on réalise alors non seulement l'élimination des noyaux légers nettement plus abondamment produits, mais aussi et surtout, une très forte sélectivité basée sur le numéro atomique des ions. Le principe de cette méthode est illustré par la Figure II.3.

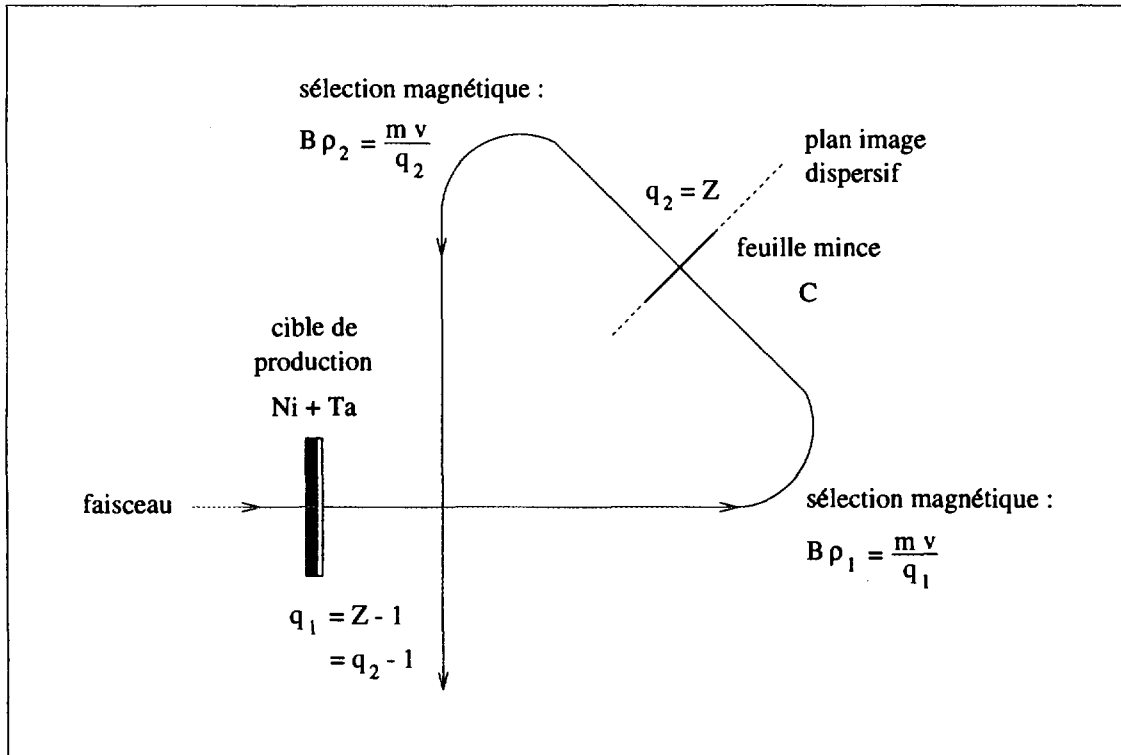


Figure II.3: Principe de la méthode de purification des faisceaux secondaires avec changement d'état de charge dans une feuille mince.

En effet, si l'on considère le réglage de la première partie du spectromètre α :

$$B\rho_1 = \frac{mv}{q_1} \quad (\text{II.1})$$

et celui de la deuxième partie :

$$B\rho_2 = \frac{mv}{q_2} \quad (\text{II.2})$$

avec

$$q_1 = Z - 1$$

et

$$q_2 = q_1 + 1 = Z$$

alors ce changement de rigidité magnétique permet la sélection de l'état de charge q_1 , qui est équivalente à la sélection du numéro atomique Z des ions, puisque ceux-ci sont complètement épluchés à la sortie de la feuille mince, et comme le montre la relation suivante, on a :

$$\frac{\Delta B\rho}{B\rho} = \frac{1/q_1 - 1/q_2}{1/q_1} = \frac{1}{Z} \quad (\text{II.3})$$

La différence entre deux charges voisines :

$$\Delta\left(\frac{\Delta B\rho}{B\rho} - \frac{\Delta B\rho'}{B\rho'}\right) = \frac{1}{Z} - \frac{1}{Z+1} \sim \frac{1}{Z^2} \quad (\text{II.4})$$

est de l'ordre de 1 ‰ pour des valeurs de $Z \sim 30$, qui est environ la résolution du spectromètre α avec SISSI.

Dans le cas de la méthode de mesure de masses avec SPEG, il est nécessaire d'avoir un relativement grand nombre de masses de référence bien connues dans la région de noyaux qui nous intéressent, pour pouvoir ensuite étalonner les mesures et déterminer les masses inconnues, par interpolation et/ou extrapolation. La zone de noyaux de $Z = 30$ à $Z = 36$ devait donc être couverte.

La sélection d'une autre valeur de Z s'obtient en changeant uniquement la rigidité magnétique $B\rho_1$ de la première partie du spectromètre α . En effet, compte tenu de la précision qu'il est souhaitable d'atteindre dans ces mesures de masses ($\sim 10^{-6}$), il est absolument impératif que les conditions de mesures, et en particulier celles du réglage de la ligne de transport de faisceau depuis la feuille d'épluchage jusqu'à SPEG, c'est-à-dire la

rigidité magnétique $B\rho_2$, ne changent pas au cours de l'expérience. Ainsi, pour sélectionner une valeur de Z supérieure, il suffit de régler la première partie du spectromètre α à la rigidité magnétique :

$$B\rho'_1 = B\rho_1 \cdot \frac{q_1}{q'_1} \quad (\text{II.5})$$

avec

$$q'_1 = q_1 + 1 = Z - 1 + 1 = (Z + 1) - 1$$

ce qui donne, après épluchage des ions dans la feuille de mylar, le nouvel état de charge sélectionné :

$$q'_2 = q'_1 + 1 = Z + 1.$$

Des calculs réalisés avec les codes INTENSITY et LISE prédisent un taux de comptage total d'environ 5×10^3 ions/s avec cette méthode de purification, soit une réduction de deux ordres de grandeur par rapport aux taux de production estimés sans aucune purification donnés plus haut. Les Figures II.4 (a) et (b) montrent les résultats de calculs effectués avec INTENSITY pour la réaction de fragmentation considérée $^{78}\text{Kr} + ^{nat}\text{Ni}$, respectivement *sans* purification des faisceaux secondaires et *avec* purification, pour un réglage du spectromètre α correspondant à l'épluchage des noyaux d' ^{66}As de l'état de charge 32^+ à l'état de charge 33^+ .

L'efficacité de cette méthode dépend de la probabilité de réaliser ce changement d'état de charge de $q_1 = Z - 1$ à $q_2 = Z$. Il est évidemment impossible de l'appliquer aux noyaux légers, puisque ceux-ci sont majoritairement produits complètement épluchés. Avec cette méthode de purification, la transmission des noyaux ayant un numéro atomique supérieur à $Z \sim 25$ est réduite d'un facteur 2 à 3 (voir la Figure II.5), alors que pour les noyaux plus légers la méthode standard utilisant un dégradeur achromatique épais est mieux appropriée.

Cette méthode est illustrée sur la Figure II.6 qui représente un faisceau secondaire, contenant différents états de charge, observé dans le plan focal de SPEG lors d'une autre expérience. La ligne en trait discontinu représente la distribution en moment du faisceau lorsque celui-ci ne traverse aucune feuille, et la ligne en trait plein représente le même faisceau quand une feuille mince ($\sim 1 \text{ mg/cm}^2$) est placée dans la ligne avant le spectromètre SPEG, provoquant les changements d'état de charge. Les différents états de charge se trouvent alors séparés de manière spécifique et peuvent être sélectionnés par un jeu de

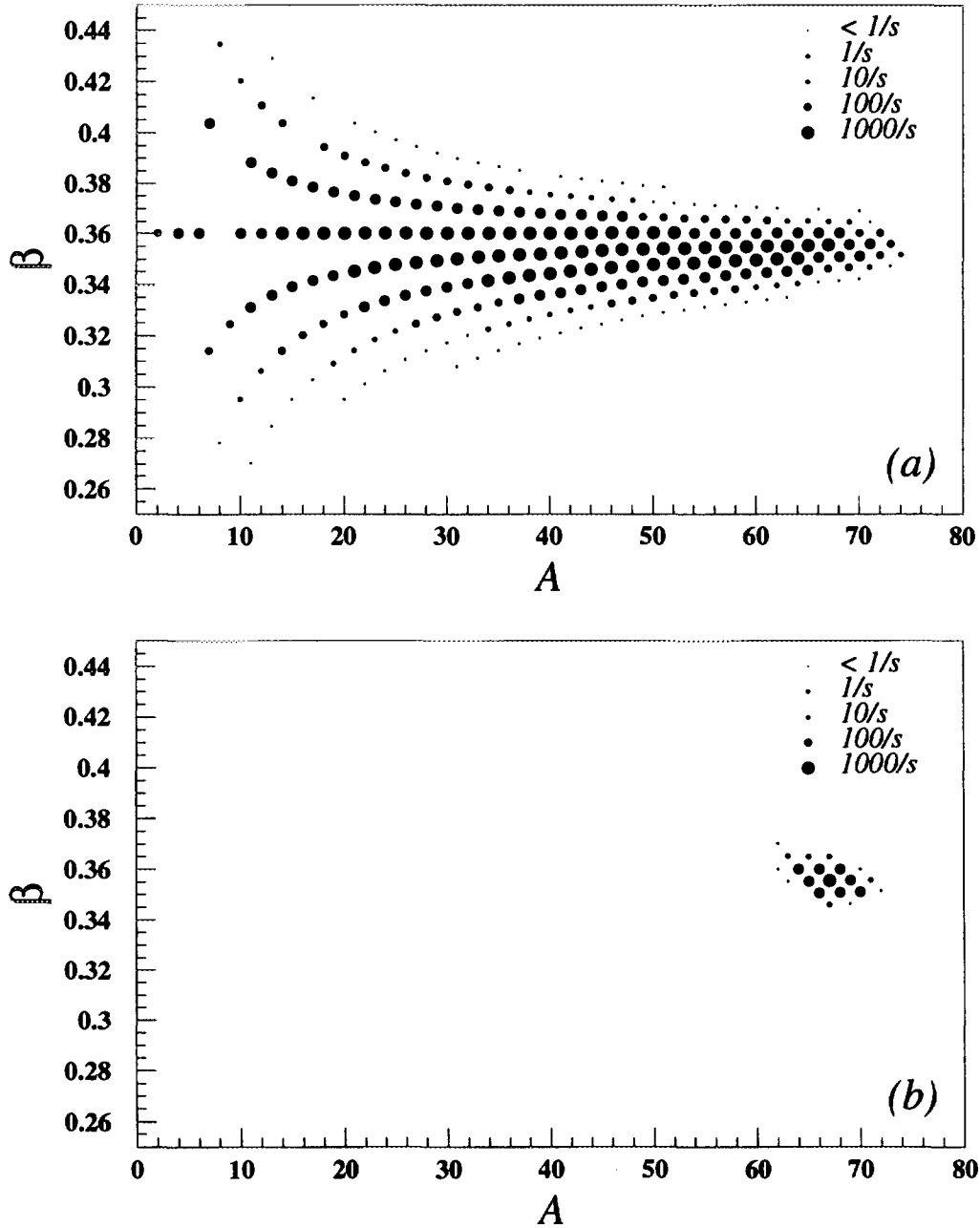


Figure II.4: (a) Prédiction du code *INTENSITY* pour la production de fragments sans épluchage dans le spectromètre α . Le taux de production total est estimé à $\sim 6 \times 10^5$ ions/s. (b) Prédiction du code *INTENSITY* pour la production de fragments quand le spectromètre α est réglé de manière à éplucher les ions ^{66}As de l'état de charge 32^+ à 33^+ . Le taux de production total est ainsi réduit à $\sim 5 \times 10^3$ ions/s.

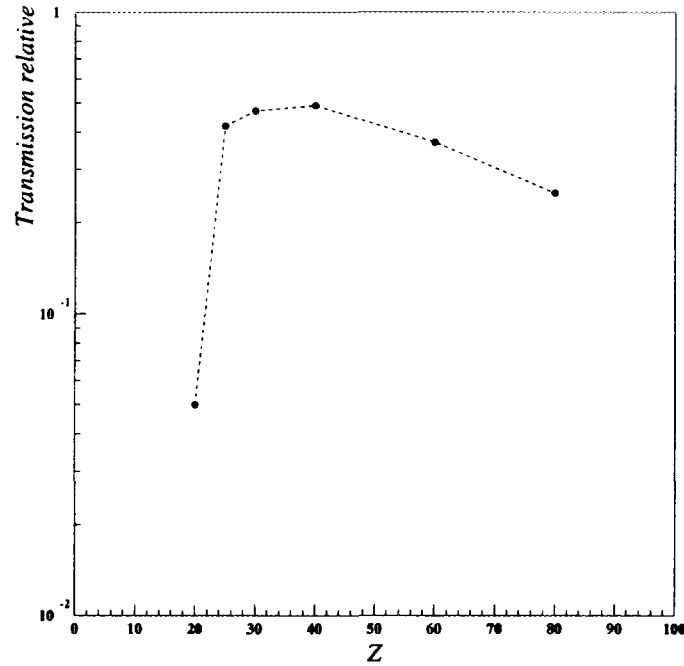


Figure II.5: *Transmission des fragments en utilisant la méthode de sélection par épluchage des ions estimée avec le code INTENSITY. Pour les noyaux au-dessus de $Z \sim 25$, la transmission relative est de l'ordre de 30 à 50 %.*

fentes. Cette figure représente en fait le passage d'un faisceau secondaire, produit par fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr sur une cible de nickel, au travers de la feuille émissive d'un détecteur à galettes à microcanaux placé dans la chambre à cibles de SPEG au plan dispersif intermédiaire, et l'on peut noter sur cet exemple que le processus dominant est la capture d'un électron.

Il est important de retenir que cette méthode de purification par épluchage des ions permet d'obtenir une très bonne sélectivité, sans détériorer la qualité du faisceau contrairement à l'autre méthode utilisant un dégradeur épais (voir la Figure II.7).

La Figure II.8 montre des exemples de spectres "Perte d'énergie - Temps de vol" obtenus pour différentes sélections en Z , le spectre (c) résultant de l'accumulation de données correspondant à plusieurs valeurs de $B\rho_1$. Les spectres (a) et (b) correspondent à deux valeurs différentes de $B\rho_1$, et montrent clairement qu'une ligne de Z est optimisée. Cependant,

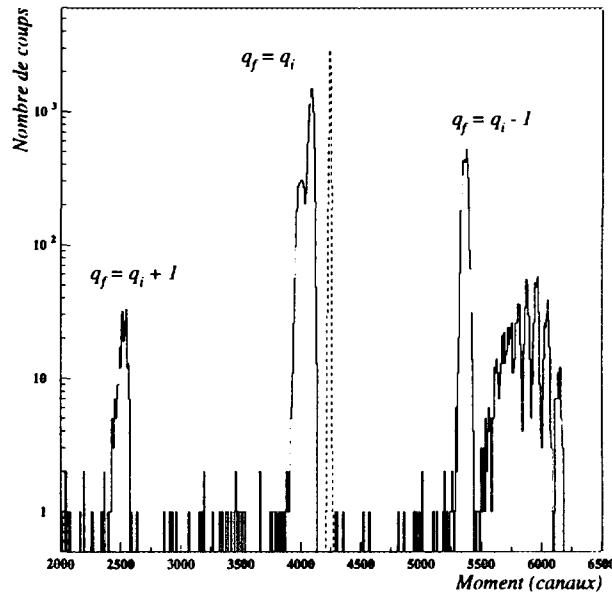


Figure II.6: *Distribution en moment d'un faisceau secondaire sans (trait discontinu) et avec (trait plein) une feuille mince ($\sim 1 \text{ mg/cm}^2$) placée dans la ligne avant le spectromètre SPEG pour changer l'état de charge.*

quelques noyaux, visibles au-dessus de cette ligne, correspondent à la sélection d'ions de numéro atomique $Z + 1$ dans l'état de charge $q_1 = (Z + 1) - 2 = Z - 1$. Les noyaux situés également en-dessous de la ligne de Z optimisée signifient que la résolution effective est un peu moins bonne que prévue, ce qui est peut-être dû aux instabilités des cyclotrons CSS1 et CSS2 et de SISSI, que nous avons pu noter en cours d'expérience.

Nous avons effectué des calculs d'optique préliminaires relatifs à la dispersion en moment, dépendant du type d'ions, c'est-à-dire de leur numéro atomique Z , et résultant de la présence de la feuille d'épluchage au niveau du plan dispersif du spectromètre α , et d'un détecteur au plan dispersif intermédiaire de SPEG. En effet, il était nécessaire d'ajuster l'épaisseur de la feuille d'épluchage de manière à ce que les dispersions en moment se compensent, et ceci afin de vérifier que les différents types d'ions étaient suffisamment bien focalisés sur le télescope de détecteurs silicium situé en fin de parcours.

On peut calculer les positions horizontales x tout le long de la ligne :

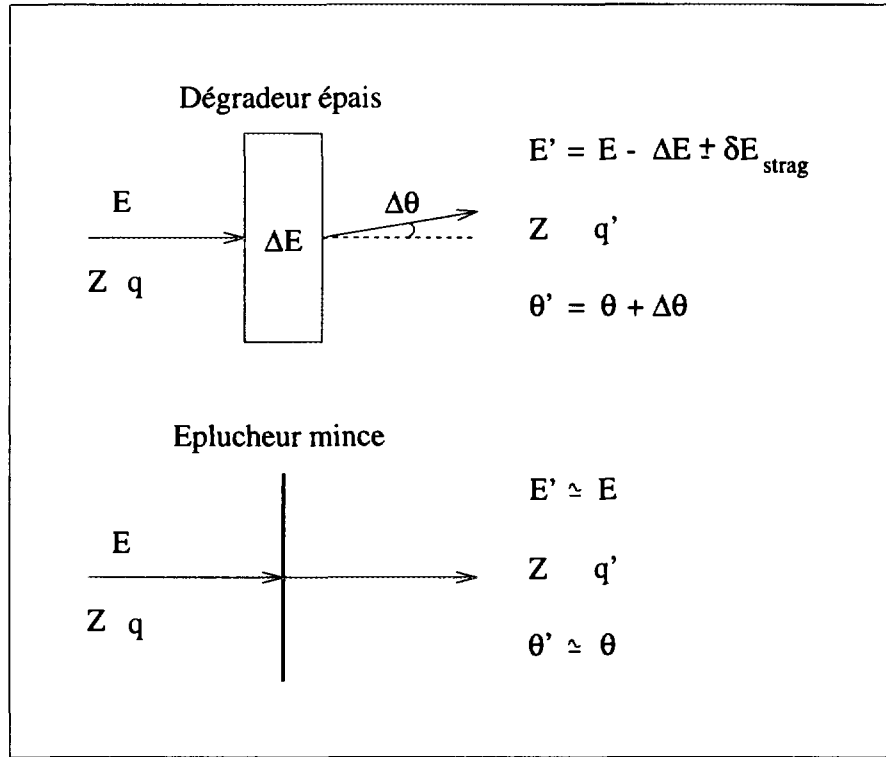


Figure II.7: Comparaison entre les deux méthodes de purification concernant la qualité optique des faisceaux.

- au niveau des fentes de sortie du spectromètre α :

$$x_\alpha = \left(\frac{x}{\delta}\right)_\alpha (\delta Z)_\alpha \quad (\text{II.6})$$

où $\left(\frac{x}{\delta}\right)_\alpha$ correspond à la deuxième partie du spectromètre α , et $(\delta Z)_\alpha$ est la dispersion en moment au passage dans la feuille d'épluchage située dans le plan dispersif du spectromètre α

- au niveau du plan objet du spectromètre SPEG :

$$x_{\text{objet}} = \left(\frac{x}{x}\right)_{\alpha \rightarrow \text{objet}} x_\alpha \quad (\text{II.7})$$

où $\left(\frac{x}{x}\right)_{\alpha \rightarrow \text{objet}}$ est le grandissement entre les fentes de sortie du spectromètre α et le plan objet de SPEG

- au niveau du plan dispersif intermédiaire de l'analyseur, c'est-à-dire de la chambre à réaction où se trouvent habituellement les cibles :

$$x_{\text{cible}} = \left(\frac{x}{x}\right)_{\text{Analyseur}} x_{\text{objet}} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{\text{Analyseur}} (\delta Z)_\alpha \quad (\text{II.8})$$

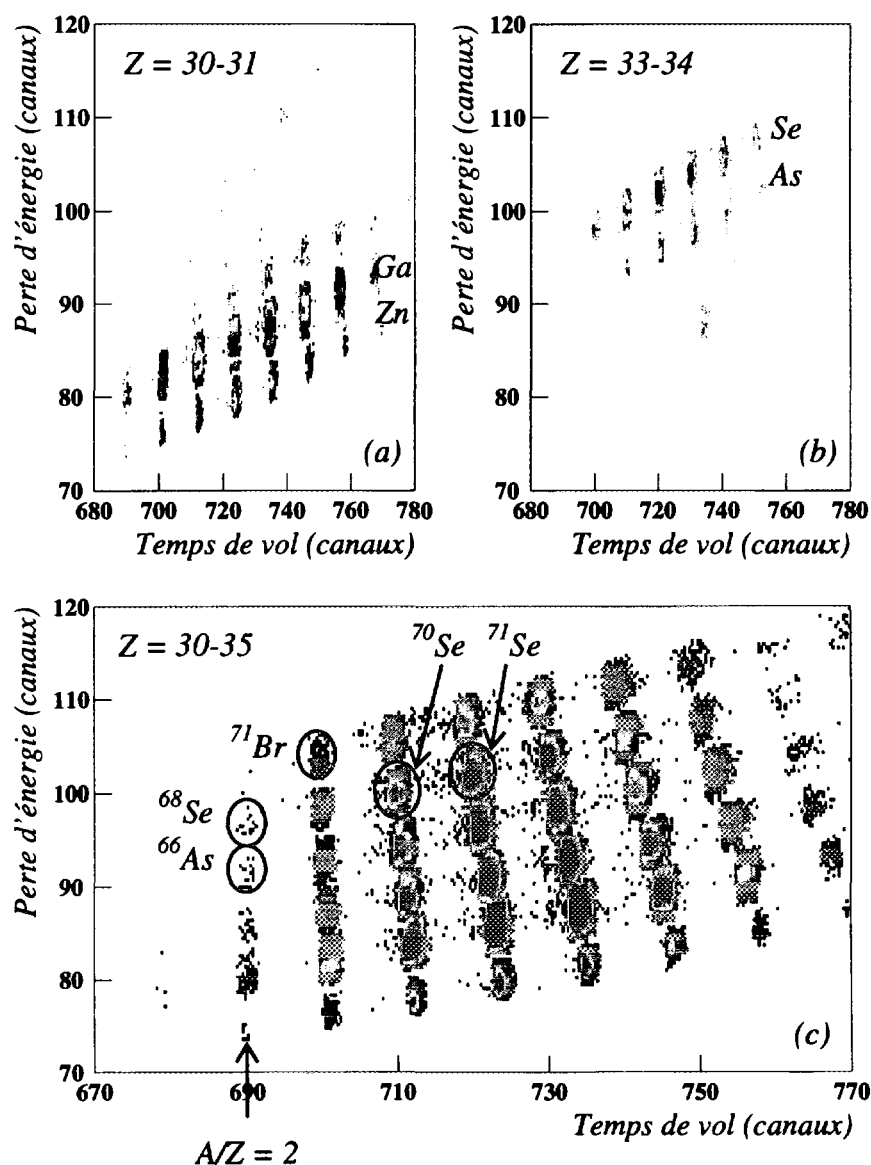


Figure II.8: Exemples de spectres "Perte d'énergie - Temps de vol" obtenus pour différentes sélections de Z . Les spectres (a) et (b) correspondent à l'optimisation d'une valeur de Z . Les quelques noyaux situés sur la ligne $Z + 1$ proviennent de la sélection de l'état de charge $q_1 = Z - 2$. La résolution effective était un peu moins bonne que prévue, probablement à cause des instabilités de la machine et de SISSI. On peut en effet voir que quelques noyaux de Z inférieur étaient également transmis. Le spectre (c) représente l'accumulation de données correspondant à plusieurs réglages de la première partie du spectromètre α , couvrant la zone de noyaux d'intérêt et contenant les masses de référence.

- au niveau du plan focal de SPEG :

$$x_{foc} = \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} x_{cible} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} [(\delta_Z)_\alpha + (\delta_Z)_{SPEG}] \quad (\text{II.9})$$

où $(\delta_Z)_{SPEG}$ est la dispersion en moment au passage dans le détecteur situé dans le plan dispersif intermédiaire

En remplaçant x_{cible} et x_{objet} par leurs expressions, on obtient :

$$\begin{aligned} x_{foc} &= \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} \left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur} x_{objet} \\ &+ \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Analyseur} (\delta_Z)_\alpha \\ &+ \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} (\delta_Z)_\alpha \\ &+ \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} (\delta_Z)_{SPEG} \end{aligned} \quad (\text{II.10})$$

Or, la somme des deuxième et troisième termes est nulle :

$$\left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Analyseur} (\delta_Z)_\alpha + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} (\delta_Z)_\alpha = 0 \quad (\text{II.11})$$

car le système (Analyseur + Spectromètre) est achromatique, et donc x est indépendant de $(\delta_Z)_\alpha$.

Enfin, en remplaçant x_{objet} et x_α par leurs expressions, on obtient :

$$\begin{aligned} x_{foc} &= \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} \left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur} \left(\frac{x}{x}\right)_{\alpha \rightarrow objet} \left(\frac{x}{\delta}\right)_\alpha (\delta_Z)_\alpha \\ &+ \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} (\delta_Z)_{SPEG} \end{aligned} \quad (\text{II.12})$$

avec :

$$\left(\frac{x}{\delta}\right)_\alpha = -5.87256$$

$$\left(\frac{x}{x}\right)_{\alpha \rightarrow objet} = -1.02425$$

d'après des calculs effectués avec le code TRANSPORT [Bro80] dans ses unités standard (cm, mrad, %), et les caractéristiques de SPEG [Bia89] suivantes :

$$\left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur} = 0.17593$$

$$\left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} = -0.80216$$

$$\left(\frac{x}{\delta}\right)_{Spectro} = 8.10788$$

D'après l'expression II.12, la condition pour que les différents types d'ions puissent entrer dans les détecteurs silicium, d'environ 30 mm de diamètre et placés dans le plan focal de SPEG, est que le grandissement entre l' α et SPEG soit négatif, ce qui est bien le cas. Il a donc été possible de calculer l'épaisseur de la feuille d'épluchage ε_α qui convenait pour que la dispersion en moment $(\delta_Z)_\alpha$ soit compensée par la dispersion en moment $(\delta_Z)_{SPEG}$.

Nous avons effectué les calculs de ε_α pour deux types de détecteurs à localisation que nous étions susceptibles de pouvoir placer dans la chambre à cible de SPEG, à savoir :

▷ le système GALOTTE de galettes à microcanaux :

1 feuille de mylar aluminisé d'épaisseur $\varepsilon_{det} = 0.1 \text{ mg/cm}^2$ pour l'émission d'électrons secondaires,

▷ des petites plaques parallèles conçues par C. Stephan et L. Tassan-Got à Orsay :

5 fenêtres minces en mylar de $0.5 \text{ }\mu\text{m}$ chacune, soit $\varepsilon_{det} = 0.25 \text{ mg/cm}^2$,

avec deux types d'ions : $^{66}\text{As}^{33+}$ et $^{72}\text{Br}^{35+}$ produits avec une énergie de 67.5 MeV/nucléon et 63.9 MeV/nucléon respectivement, d'après les prédictions d'INTENSITY.

Le Tableau II.2 présente les dispersions en moment $(\delta_Z)_\alpha$ et $(\delta_Z)_{SPEG}$ calculées pour les ions $^{66}\text{As}^{33+}$ et $^{72}\text{Br}^{35+}$ à partir de leurs pertes d'énergie [Eco86] dans la feuille d'épluchage et dans la ou les feuilles du détecteur, sachant que :

$$\delta_Z = \frac{\delta p}{p} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} \quad (\text{II.13})$$

Nous ne présentons, dans le Tableau II.3, que les résultats des calculs des positions horizontales x_α , x_{cible} et x_{foc} obtenus pour deux solutions du couple de valeurs ε_α et ε_{det} , qui réalisaient au mieux la compensation des dispersions en moment, à savoir :

$$\varepsilon_\alpha = 1 \text{ mg/cm}^2 \text{ si } \varepsilon_{det} = 0.1 \text{ mg/cm}^2$$

$$\varepsilon_\alpha = 2 \text{ mg/cm}^2 \text{ si } \varepsilon_{det} = 0.25 \text{ mg/cm}^2$$

$^A X^{q+}$	ε_α (mg/cm ²)	$(\delta_Z)_\alpha$ (10 ⁻³)	ε_{SPEG} (mg/cm ²)	$(\delta_Z)_{SPEG}$ (10 ⁻³)
$^{66}\text{As}^{33+}$	1	1.1	0.1	0.1
$^{66}\text{As}^{33+}$	2	2.1	0.25	0.3
$^{72}\text{Br}^{35+}$	1	1.2	0.1	0.1
$^{72}\text{Br}^{35+}$	2	2.4	0.25	0.3

Tableau II.2: *Dispersions en moment $(\delta_Z)_\alpha$ et $(\delta_Z)_{SPEG}$ calculées pour les ions $^{66}\text{As}^{33+}$ (67.5 MeV/nucléon) et $^{72}\text{Br}^{35+}$ (63.9 MeV/nucléon) à partir du calcul de leurs pertes d'énergie [Eco86] dans la feuille d'épluchage d'épaisseur ε_α et dans la ou les feuilles du détecteur d'épaisseur ε_{det} .*

II.4 Analyse des données et résultats

II.4.1 Identification, calcul et correction du temps de vol absolu des ions

Identification

D'après la formule de Bethe [Bet53], on a :

$$\Delta E \propto \frac{mZ^2}{E} \quad (\text{II.14})$$

En exprimant E dans cette relation comme :

$$E \propto \frac{m}{T_{vol}^2} \quad (\text{II.15})$$

puisque $E \propto mv^2$ et $v \propto T_{vol}^{-1}$, on obtient :

$$Z \propto \frac{\sqrt{\Delta E}}{T_{vol}} \quad (\text{II.16})$$

Le numéro atomique des ions a donc été calculé en utilisant une expression similaire, dans laquelle la racine carrée est remplacée par un coefficient empirique un peu plus grand que 0.5 [Duf86] :

$$Z \propto \frac{\Delta E_i^{0.73}}{T_{vol}} \cdot [1 + c(x)] \quad (\text{II.17})$$

(a)	x_α	x_{cible}	x_{foc}	(b)	x_α	x_{cible}	x_{foc}
$^A X^{q+}$	(mm)	(mm)	(mm)	$^A X^{q+}$	(mm)	(mm)	(mm)
$^{66}As^{33+}$	- 6.17	11.5	- 0.08	$^{66}As^{33+}$	- 12.3	22.9	0.65
$^{72}Br^{35+}$	- 7.05	13.1	- 0.05	$^{72}Br^{35+}$	- 14.1	26.2	0.40

Tableau II.3: *Compensation des dispersions en moment au niveau de la feuille d'épluchage et de la feuille du détecteur pour refocaliser les fragments dans le détecteur silicium. (a) x_α , x_{cible} , x_{foc} calculés pour les épaisseurs $\varepsilon_\alpha = 1 \text{ mg/cm}^2$ et $\varepsilon_{det} = 0.1 \text{ mg/cm}^2$ et pour les ions $^{66}As^{33+}$ et $^{72}Br^{35+}$. (b) x_α , x_{cible} , x_{foc} calculés pour les épaisseurs $\varepsilon_\alpha = 2 \text{ mg/cm}^2$ et $\varepsilon_{det} = 0.25 \text{ mg/cm}^2$ et pour les ions $^{66}As^{33+}$ et $^{72}Br^{35+}$.*

où l'indice i représente chacun des trois détecteurs silicium ΔE_1 , ΔE_2 et ΔE_{xy} , et $c(x)$ est un terme correctif, linéaire ou quadratique selon le cas, dépendant de la position x déterminée avec le détecteur ΔE_{xy} à partir des signaux des quatres coins :

$$x \propto \frac{(B + D - A - C)}{(A + B + C + D)} \quad (\text{II.18})$$

Le numéro atomique Z des ions a également été calculé directement à partir de la relation II.14 :

$$Z \propto \sqrt{\Delta E_2 \cdot E_{tot}} \quad (\text{II.19})$$

où E_{tot} est l'énergie totale des ions :

$$E_{tot} = \sum_i \Delta E_i + E_{résiduelle} \quad (\text{II.20})$$

en tenant compte de l'étalonnage relatif des différents détecteurs.

D'autre part, on sait aussi que :

$$\frac{m}{q} \propto T_{vol} \quad (\text{II.21})$$

d'après l'équation I.3, et que :

$$m \propto E \cdot T_{vol}^2 \quad (\text{II.22})$$

en inversant la relation II.15, d'où le calcul d'identification de la charge des ions :

$$q \propto E_{tot} \cdot T_{vol} \quad (\text{II.23})$$

Nous avons ensuite déterminé, à partir des différents spectres “ $Z - q$ ” ainsi obtenus, des fenêtres à poser sur chacun de ces paramètres d’identification pour éliminer les événements de bruit de fond. Cette sélection avec ces fenêtres relativement serrées s’accompagne évidemment de la perte d’une fraction des événements pour ne garder que ceux qui ont les bonnes caractéristiques.

Etalonnage du temps de vol

Le temps de vol, $T_{vol}(cx)$, exprimé en canaux et mesuré entre les détecteurs **GALETEMPS** et ΔE_2 , peut être transformé en temps de vol absolu exprimé en nanosecondes par :

$$T_{vol}(ns) = -K_{CTA}(ns/canal) \cdot T_{vol}(cx) + T_{vol}^o(ns) \quad (II.24)$$

T_{vol}^o intervient dans cette expression pour recaler, pour un ion ${}^A_ZX^{q+}$ donné que nous avons identifié, $T_{vol}(ns)$ sur le temps de vol total $T(ns) = L/v$, qui peut être calculé connaissant la rigidité magnétique $B\rho = 2.30977$ Tm, donnant la vitesse v de cet ion, et la longueur de la ligne $L = 82.048$ m que nous avons déterminée grâce à un calcul effectué avec le code TRANSPORT [Bro80].

Calcul du temps de vol absolu

Le vrai temps de vol absolu $T_{calc}(ns)$ peut être calculé à partir des signaux de temps T_{GTRTC} et T_{DERTC} des détecteurs *start* **GALETEMPS** et *stop* ΔE_2 , pris par rapport à un signal de référence commun délivré par un générateur TC (Timing Calibrator) et non-corrélé avec le faisceau :

$$T_{start}(ns) = a(ns/canal) \cdot T_{GTRTC}^{corr}(cx) \quad (II.25)$$

$$T_{stop}(ns) = b(ns/canal) \cdot T_{DERTC}^{corr}(cx) \quad (II.26)$$

Nous avons en fait utilisé les signaux T_{GTRTC}^{corr} et T_{DERTC}^{corr} corrigés pour rendre les spectres aléatoires, afin de limiter l’influence des non-linéarités différentielles des CTA sur les erreurs systématiques au niveau de la mesure du temps de vol. La Figure II.9 (a) représente un exemple de spectre correspondant au signal temps de l’un des détecteurs à galettes, pris par rapport au signal de référence délivré par le générateur. Le spectre aléatoire de la Figure (b) a été obtenu après avoir corrigé les non-linéarités différentielles, visibles sur le spectre (a).

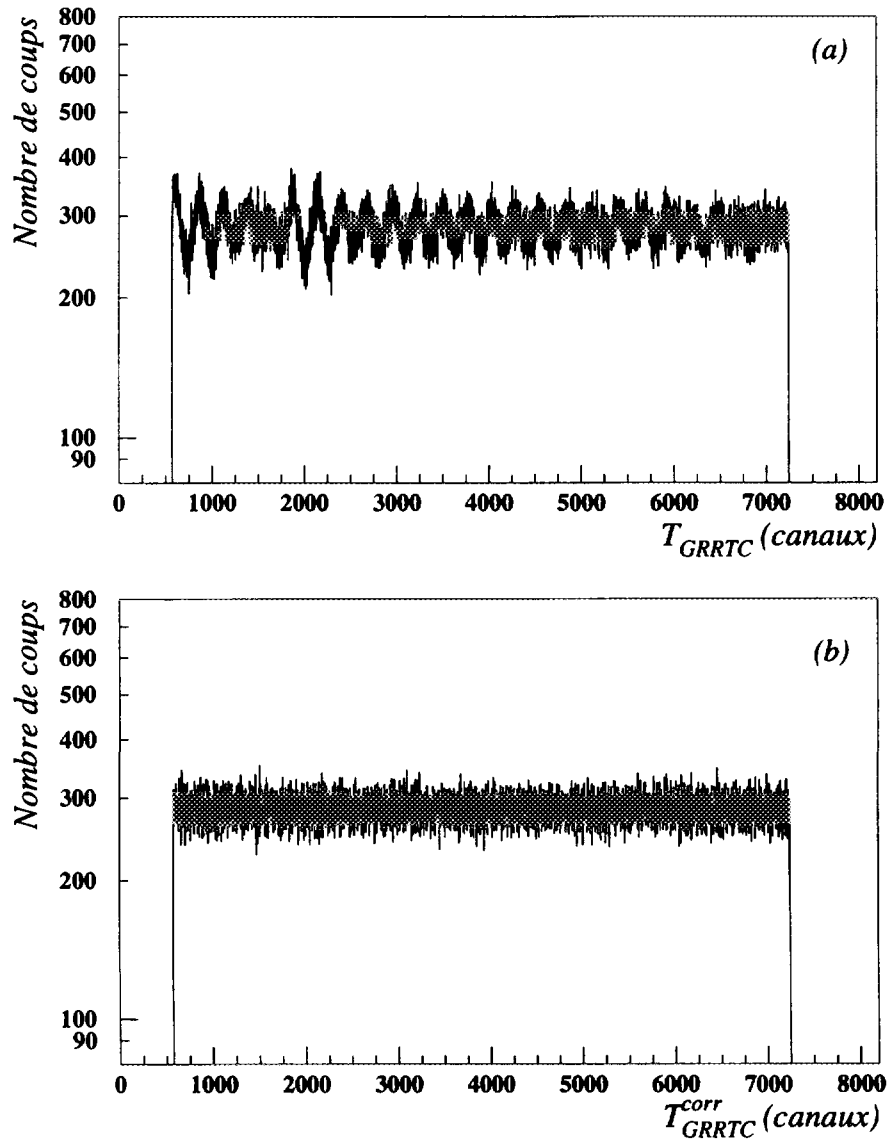


Figure II.9: (a) Spectre correspondant au signal temps du détecteur à galettes GALERE, pris par rapport au signal de référence délivré par le générateur. (b) Spectre aléatoire obtenu après correction des non-linéarités différentielles du CTA, visibles sur le spectre (a).

On a alors l'expression :

$$T_{calc}(ns) = T_{start}(ns) - T_{stop}(ns) + N_{TC} \cdot TC(ns) + \Delta T_o(ns) \quad (II.27)$$

dans laquelle $\Delta T_o(ns)$ intervient cette fois-ci pour faire coïncider $T_{calc}(ns)$ avec $T_{vol}(ns)$, et où $TC(ns) = 80$ ns est la période du générateur. Pour les différents ions, la différence $T_{start} - T_{stop}$ varie linéairement en fonction de $T_{vol}(ns)$, mais celle-ci est supérieure à 80 ns, et donc le temps de vol absolu $T_{calc}(ns)$ se répartit sur plusieurs périodes du TC, comme représenté sur la Figure II.10. En redressant et en projetant le spectre (a), nous observons, sur le spectre (b), trois pics correspondant au nombre de fois où la période de 80 ns a été atteinte, et sur lesquels nous avons ensuite pu poser des limites pour les numéroter N_{TC} de 1 à 3.

Correction de la rigidité magnétique par δ

Les mesures de position x_{cible} et x_{foc} effectuées au plan dispersif image intermédiaire et au plan focal de SPEG, avec le détecteur GALOTTE et les petites chambres à dérives, permettent de déterminer la dispersion en moment δ pour corriger la rigidité magnétique de la manière suivante :

$$B\rho = B\rho_o \cdot (1 + \delta) \quad (II.28)$$

Un système de deux équations à deux inconnues (x_{obj} et δ) peut être obtenu à partir des équations II.8, II.9 et II.11 :

$$\begin{cases} x_{cible} \equiv x_{GAL} = \left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur} x_{objet} + \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Analyseur} \delta \\ x_{foc} \equiv x_{CD} = \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro} \left(\frac{x}{x}\right)_{Analyseur} x_{obj} \end{cases}$$

d'où l'on peut tirer l'expression de la dispersion :

$$\delta = \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Analyseur}^{-1} x_{GAL} - \left(\frac{x}{x}\right)_{Spectro}^{-1} \left(\frac{x}{\delta}\right)_{Analyseur}^{-1} x_{CD} \quad (II.29)$$

En pratique, nous avons appliqué la correction sur le temps de vol absolu :

$$T_{corr}(ns) = T_{calc}(ns) \cdot (1 + \delta_{min}) \quad (II.30)$$

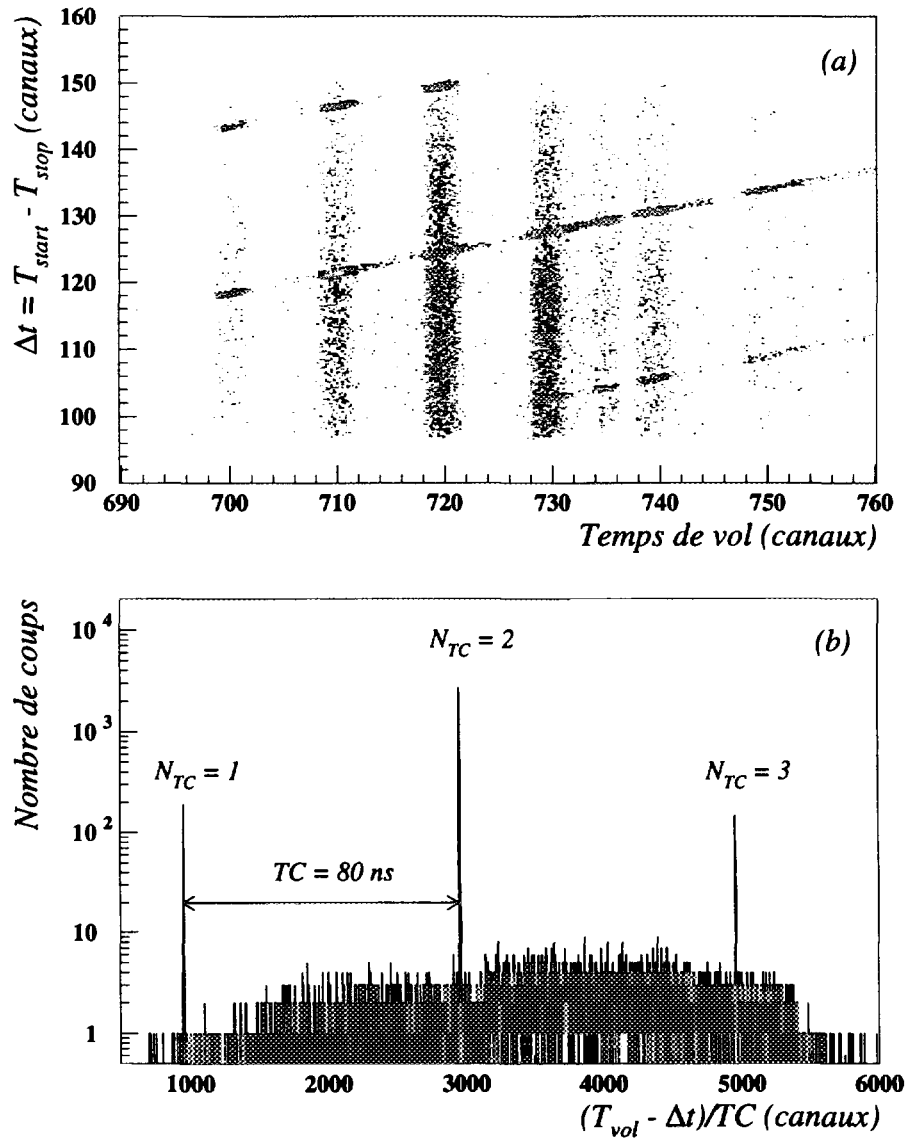


Figure II.10: Calcul du nombre de périodes du TC (Timing Calibrator).

avec

$$\delta_{min} = \frac{1}{T_o} [\alpha \cdot (x_{GAL} - x_{GAL}^o) + \beta \cdot (x_{CD} - x_{CD}^o)] \quad (II.31)$$

où les coefficients α et β sont ajustés pour minimiser le temps de vol corrigé :

$$\frac{\partial T_{corr}}{\partial x} = 0 \quad (II.32)$$

c'est-à-dire qu'en représentant T_{corr} en fonction de x_{GAL} ou x_{CD} , plus aucune corrélation n'est visible.

II.4.2 Etalonnage et détermination des masses de ^{70}Se et ^{71}Se

Les ions sélectionnés par les conditions posées sur les matrices d'identification sont tout épluchés, $q = Z$, et leur masse au repos m_o peut être exprimée en fonction du temps de vol absolu corrigé T_{corr} , de Z et γ^{-1} , conformément aux équations I.3, I.4 et I.5 :

$$m_o = \sqrt{1 - \beta^2} \cdot Z \cdot T_{corr} \quad (II.33)$$

avec

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{L}{c} \cdot \frac{1}{T_{corr}} \quad (II.34)$$

Les Figures II.11 (a) et (b) représentent respectivement la matrice "Perte d'énergie - Temps de vol corrigé" obtenu pour les noyaux de $Z = 30$ à 35 , et le spectre de masse correspondant pour les noyaux de sélénium ($Z = 34$).

L'étape suivante de l'analyse consiste à convertir, à partir d'un ion de masse connue, les masses ainsi calculées dans une unité arbitraire du temps de vol corrigé pour avoir $m_o c^2$ en MeV.

Dans un premier temps, nous avons déterminé les centres de gravité des pics de masse, ce qui nous a permis par ailleurs d'effectuer une sélection supplémentaire des événements :

- ▷ première lecture des données : le centre de gravité du pic de masse d'un ion de référence, de nombre de masses A , déterminé graphiquement, permet d'obtenir une conversion assez grossière pour l'ensemble des ions :

$$\langle m_o^i(A) \rangle = k \cdot A \quad (II.35)$$

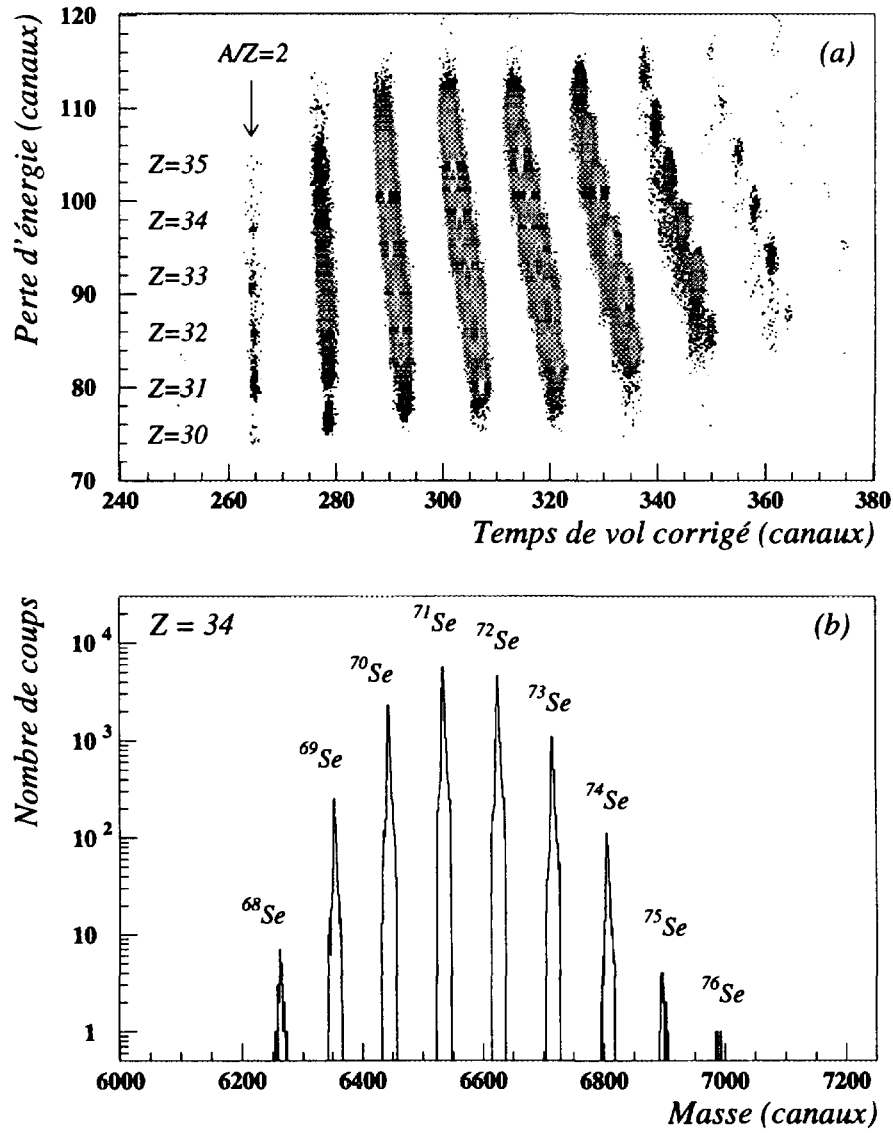


Figure II.11: (a) Matrice "Perte d'énergie - Temps de vol corrigé" obtenu pour les noyaux de $Z = 30 - 35$. (b) Spectre de masse correspondant pour les noyaux de $Z = 34$ (sélénium).

- ▷ deuxième lecture des données : à chaque événement, le numéro atomique Z de l'ion est identifié et sélectionné, et sa masse m_o est calculée d'après l'équation II.33 permettant d'identifier le nombre de masses de l'ion grâce au coefficient k en inversant la relation II.35 et en prenant la partie entière :

$$A = \frac{m_o}{k} \quad (\text{II.36})$$

- ▷ pour les événements remplissant la condition suivante :

$$|m_o(Z, A) - \langle m_o^i \rangle| \leq 3 \cdot \bar{\sigma} \quad (\text{II.37})$$

où $\bar{\sigma}$ est la largeur moyenne des pics, le centre de gravité en masse est calculé :

$$\langle m_o(Z, A) \rangle = \frac{\sum m_o(Z, A)}{\sum n(Z, A)} \quad (\text{II.38})$$

où $\sum n(Z, A) = N_{tot}$ est le nombre total de coups accumulés pour l'ion considéré, ainsi que la variance :

$$\sigma^2(Z, A) = \frac{N_{tot} \cdot \sum m_o^2(Z, A) - (\sum m_o(Z, A))^2}{N_{tot} \cdot (N_{tot} - 1)} \quad (\text{II.39})$$

et l'erreur :

$$\delta m_o(Z, A) = \frac{\sigma(Z, A)}{\sqrt{N_{tot}}} \quad (\text{II.40})$$

L'énergie de masse totale de chaque ion ${}^A\text{X}^{Z+}$ (en MeV) peut être calculée à partir des excès de masse atomique de la table d'Audi et Wapstra de la manière suivante :

$$m_{table}c^2 = A \times uma + \Delta M_{table} - Z \times m_e c^2 \quad (\text{II.41})$$

Le coefficient de conversion ε a été déterminé en prenant les ions ${}^{66}\text{Ga}^{31+}$ de masse connue comme référence :

$$\varepsilon = \frac{m_{table}c^2({}^{66}\text{Ga}^{31+})}{\langle m_o({}^{66}\text{Ga}^{31+}) \rangle} \quad (\text{II.42})$$

Ce même coefficient de conversion a ensuite été appliqué à l'ensemble des ions pour obtenir leur énergie de masse expérimentale en MeV :

$$m_{exp}c^2 = \varepsilon \cdot \langle m_o \rangle \quad (\text{II.43})$$

Finalement, la fonction d'étalonnage peut être déterminée en tenant compte de l'ensemble des masses connues. Pour cela nous avons calculé la différence $\Delta m c_{tab-exp}^2 = m_{table}c^2 -$

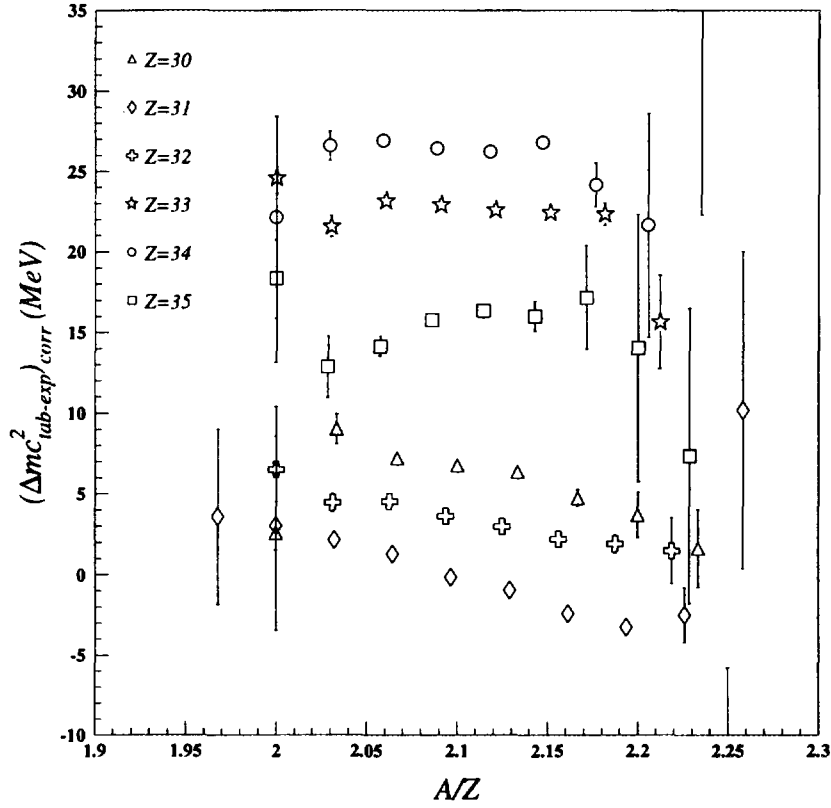


Figure II.12: Différences entre les masses tabulées [Aud95] et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 33 - 35$ après redressement à partir des noyaux de gallium ($Z = 31$). Les barres d'erreur représentent l'erreur statistique expérimentale, les erreurs sur les valeurs de la table étant négligeable par rapport à la taille des points.

$m_{exp}c^2$ entre la masse tabulée et la masse expérimentale pour chaque noyau. Pour chaque Z les points se placent sur une droite. Nous avons tout d'abord cherché à redresser ces droites en ajustant une première correction à partir des masses connues des noyaux de gallium ($Z = 31$) :

$$(\Delta mc^2_{tab-exp})_{corr} = \Delta mc^2_{tab-exp} - \left(\frac{A}{Z} - \frac{66}{31} \right) \times \frac{\Delta mc^2_{tab-exp}({}^{66}\text{Ga}) - \Delta mc^2_{tab-exp}({}^{62}\text{Ga})}{\left(\frac{66}{31} - \frac{62}{31} \right)} \quad (\text{II.44})$$

La Figure II.12 représente ce que l'on obtient après ce premier redressement pour l'ensemble des noyaux de zinc ($Z = 30$) à brome ($Z = 35$).

En observant cette figure, il apparaît assez clairement que, compte tenu de la sélection des ions qui a été effectuée au niveau du spectromètre α , chaque valeur de Z provient en fait d'un réglage différent, ce qui introduit des différences dans les étalonnages, vue la précision de quelques 10^{-6} qui est recherchée. Cela nous a donc conduit à devoir utiliser des coefficients légèrement différents pour la droite d'étalonnage de chaque Z . La pente des droites à redresser n'évoluant pas de façon régulière d'un Z à l'autre, ni le décalage de ces droites par rapport au zéro, ces deux paramètres ont donc été ajustés individuellement pour chaque Z à partir des masses connues :

$$corr(Z) = \left(\frac{A}{Z} - 2.1 \right) \times \frac{pente(Z)}{(2.3 - 1.9)} - zéro(Z) \quad (II.45)$$

et cette correction a été ajoutée à la précédente.

Les Figures II.13 et II.14 représentent, pour chaque Z de 30 (zinc) à 35 (brome), la différence $Masse_{tab} - Masse_{exp}$ entre la masse tabulée et la masse expérimentale après correction, en fonction de A/Z . Les noyaux de masse inconnue [Aud95] sont indiqués par les symboles pleins. La plupart des noyaux de $A/Z = 2$ ne sont pas représentés compte tenu de la trop faible statistique.

Compte tenu des corrections d'étalonnage que nous avons dû appliquer de manière spécifique pour chaque Z , il n'est pas possible d'utiliser l'ensemble des masses connues comme masses de référence, ce qui constituait le principal atout de cette méthode. Nous disposons donc pour chaque Z , correspondant à un réglage donné, d'un nombre restreint de masses de référence, rendant difficile une extrapolation pour déterminer une masse inconnue. En revanche il est possible d'effectuer une interpolation entre plusieurs masses connues et d'obtenir une précision raisonnable.

Par ailleurs, lors de cette expérience de mesure de masses, qui était l'une des toutes premières expériences à utiliser SISSI, nous avons une très mauvaise transmission en moment d'environ $\pm 0.15\%$. Tous les paramètres de contrôle n'étaient alors pas complètement maîtrisés. Notamment, il semblerait que la présence de courants de fuite induisait des fluctuations du courant principal dans les solénoïdes, influant bien sûr considérablement sur la focalisation, ce qui expliquerait une aussi mauvaise transmission. Ces conditions expérimentales défavorables ne nous ont pas permis d'avoir assez de statistique pour les noyaux $N = Z$ afin de déterminer leurs masses avec une bonne précision.

Nous avons toutefois mesuré les masses du ^{70}Se et du ^{71}Se , indiqués par des flèches sur

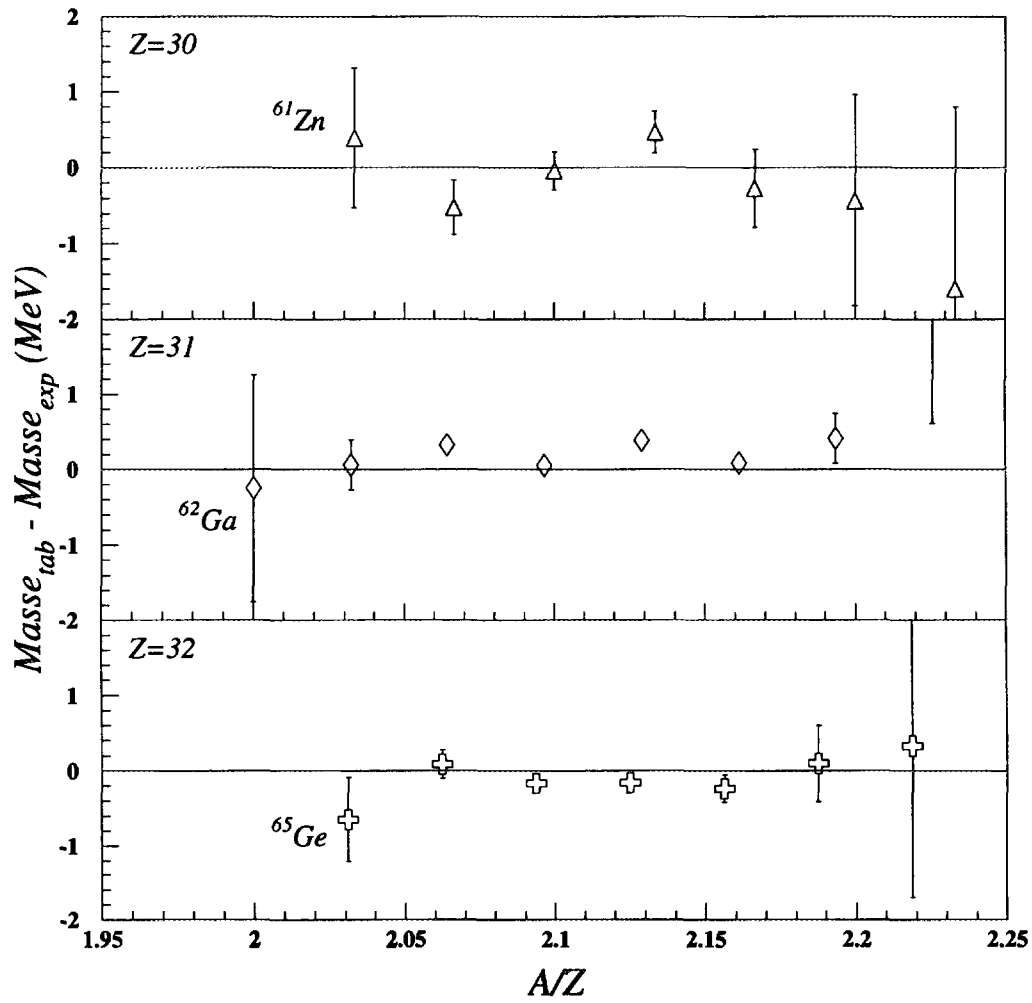


Figure II.13: Différences entre les masses tabulées [Aud95] et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 30 - 32$.

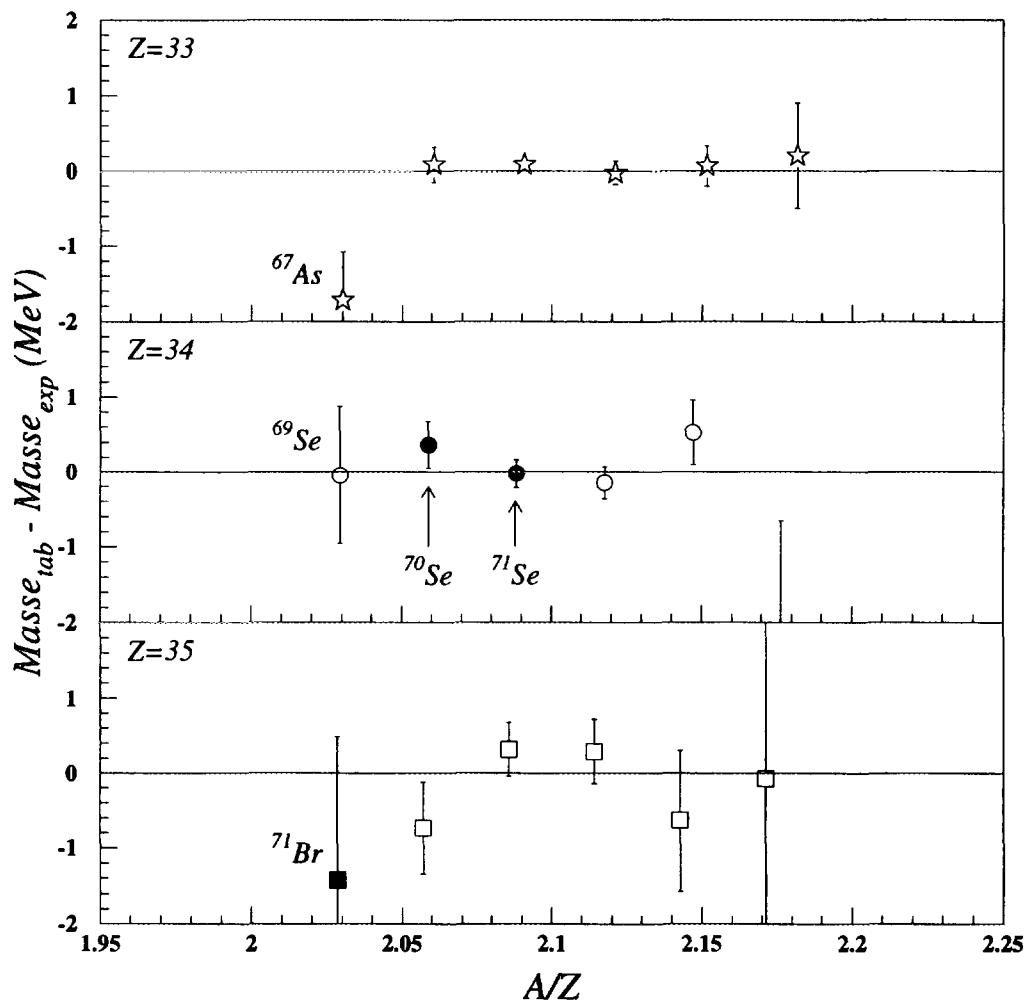


Figure II.14: Différences entre les masses tabulées [Aud95] et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 33 - 35$. Les noyaux de masse inconnue sont indiqués par les symboles pleins. Les noyaux de ^{70}Se et de ^{71}Se , dont les masses ont pu être déterminées, sont indiqués par des flèches.

la Figure II.14, par interpolation entre les masses connues du ^{69}Se et des noyaux de ^{72}Se et ^{73}Se . Nous obtenons les excès de masse suivants :

$$\Delta M(^{70}\text{Se}) = -62.310 \pm 0.350 \text{ (syst.)} \pm 0.300 \text{ (stat.) MeV}$$

$$\Delta M(^{71}\text{Se}) = -63.490 \pm 0.250 \text{ (syst.)} \pm 0.200 \text{ (stat.) MeV}$$

Les erreurs systématiques ont été estimées à partir de l'ensemble des masses connues des Figures II.13 et II.14 et en donnant un poids plus fort au ^{72}Se pour l'étalonnage c'est-à-dire pour le recentrage de la droite autour du zéro et le redressement de la pente. Les valeurs expérimentales que nous obtenons pour les noyaux de ^{70}Se et de ^{71}Se sont très proches des prédictions données dans la table d'Audi et Wapstra [Aud95], $\Delta M(^{70}\text{Se}) = -61.940 \pm 0.210$ MeV et $\Delta M(^{71}\text{Se}) = -63.090 \pm 0.200$ MeV, ce qui permet de valider la qualité de ces prédictions lorsqu'elles proviennent d'interpolations systématiques à partir de masses connues.

En conclusion, les résultats que nous obtenons indiquent que la limite de cette méthode utilisant le spectromètre magnétique SPEG a été atteinte dans cette expérience avec des noyaux riches en protons. En effet, la nouvelle méthode de purification des faisceaux secondaires que nous avons employée, absolument nécessaire et très efficace, présente en revanche l'inconvénient majeur de ne pas pouvoir conserver un étalonnage unique pour l'ensemble des noyaux, rendant la détermination des masses très difficile. Cependant, cette méthode de mesure directe de masses reste tout à fait valable et puissante dans le cas de noyaux riches en neutrons pour lesquels ces problèmes de purification des faisceaux secondaires et donc du manque de masses de référence ne se posent pas.

Chapitre III

Réglage d'un cyclotron isochrone à secteurs séparés avec des faisceaux secondaires

La méthode de mesure de masses de noyaux exotiques avec le cyclotron CSS2, basée sur la relation entre la fréquence cyclotron et la masse des ions, sera décrite dans le chapitre suivant. En revanche, tous les détails se rapportant au fonctionnement d'un cyclotron isochrone et aux réglages préalables à la mesure de masses vont être présentés et discutés dans ce chapitre. La précision requise pour ces mesures de masses nécessite en effet des réglages de qualité [Cha96c]. Cette étape de réglages, longue et délicate, est primordiale et fait partie intégrante de l'expérience. La principale difficulté tient au fait qu'il s'agit de faisceaux secondaires de faible intensité ne répondant pas aux caractéristiques des faisceaux stables accélérés habituellement au GANIL.

III.1 Rappels sur le fonctionnement d'un cyclotron isochrone

Un cyclotron est un accélérateur de particules de type cyclique dans lequel un faisceau de particules suit une trajectoire "circulaire" sous l'effet d'un champ magnétique. Une particule chargée de masse m et de charge q en mouvement dans un plan normal au champ magnétique uniforme \vec{B} , appelé plan médian, subit la force de Lorentz \vec{F} qui fournit l'accélération centripète nécessaire pour maintenir le mouvement circulaire de la particule sur une orbite de rayon ρ :

$$F = qvB = \frac{mv^2}{\rho} \quad (\text{III.1})$$

où v est la vitesse de la particule. Le temps mis par la particule pour faire un tour est :

$$t_T = \frac{2\pi\rho}{v} = \frac{2\pi m}{qB} = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{1}{f} \quad (\text{III.2})$$

où f , respectivement ω , est la fréquence de rotation, respectivement la vitesse angulaire, de la particule.

Un ensemble de particules de même masse mais de vitesses différentes tournent avec la même vitesse angulaire ω , ce qui traduit le fait que le temps mis par une particule pour effectuer un tour, t_T , est indépendant du rayon de l'orbite, et ces particules sont dites isochrones. A chaque révolution, elles franchissent au même instant un espace accélérateur, c'est-à-dire une cavité accélératrice ou électrode, permettant d'augmenter progressivement l'énergie de l'ensemble des particules. Dans un cyclotron isochrone, le champ accélérateur doit être un champ alternatif synchrone. Les trajectoires des particules ne sont pas des cercles mais des spirales, puisque le gain d'énergie entraîne un gain de vitesse et donc une augmentation du rayon. Les particules sont injectées près du centre, leur vitesse augmente graduellement à mesure qu'elles spiralent dans le cyclotron jusqu'à atteindre la vitesse maximale au plus grand rayon R où elles sont extraites, correspondant à l'énergie cinétique maximale T_{max} dont l'expression approchée non relativiste est :

$$T_{max} \approx \frac{q^2 B^2 R^2}{2m} \quad (\text{III.3})$$

La tension accélératrice V_{HF} est une fonction sinusoïdale du temps, la haute fréquence étant de l'ordre du MHz ou de quelques dizaines de MHz. Le faisceau est donc pulsé, les particules circulent dans le cyclotron en paquets, à raison d'un paquet par période HF. La fréquence de la cavité accélératrice est égale à la fréquence de révolution des particules ou à un multiple de cette fréquence. La fréquence de fonctionnement de la cavité est fixe en fonction du rayon. Le nombre entier h défini comme le rapport de la fréquence du système accélérateur f_{HF} et de la fréquence de rotation des particules f est appelé harmonique HF. On peut remarquer que l'amplitude de la tension accélératrice V_{HF} n'apparaît dans aucune des expressions ci-dessus, une tension plus grande signifiant simplement que les particules effectuent un nombre de tours plus petit pour atteindre la même énergie maximale en fin d'accélération. Les particules effectuent de l'ordre de quelques centaines de tours avant d'atteindre le rayon d'extraction. Les orbites successives se resserrent à mesure que les particules s'éloignent du centre, l'intervalle radial entre deux orbites successives variant

approximativement comme l'inverse de la distance de ces orbites au centre. Le mouvement des particules doit être parfaitement synchronisé avec la tension accélératrice, et l'isochronisme doit être réalisé.

Afin de ne pas déroger au principe de l'accélération isochrone, il faut tenir compte du comportement relativiste des particules, c'est-à-dire de l'augmentation de la masse des particules avec la vitesse. D'après l'équation III.2, pour garder la vitesse angulaire ω constante, il faut que le rapport B/m soit constant. Pour compenser l'augmentation de la masse relativiste des particules, une solution consiste à augmenter le champ magnétique avec le rayon des orbites en lui appliquant le facteur relativiste γ :

$$B = \frac{\gamma}{\gamma_0} \cdot B_0 \quad (\text{III.4})$$

où B_0 et γ_0 sont les valeurs du champ et du facteur relativiste à l'injection. Seulement, cette solution présente l'effet indésirable de défocaliser le faisceau verticalement. Cet effet peut être éliminé si le champ magnétique est divisé en zones alternant champ fort, ou colline, et champ plus faible, ou vallée. Dans le cas limite où alternent zones de champ fort et zones de champ nul, on parle de cyclotrons à secteurs séparés (CSS). La focalisation axiale obtenue grâce à cette variation azimutale de champ conduit toutefois à des effets d'oscillations bêtatron et de précession, dont nous reparlerons dans la suite.

Le GANIL est constitué d'une succession de trois cyclotrons couplés (voir la Figure III.1) : les ions multichargés produits dans une source ECR sont tout d'abord préaccélérés dans un petit cyclotron compact, C0, servant d'injecteur au premier cyclotron à secteurs séparés, CSS1, lui-même suivi d'un deuxième cyclotron identique à secteurs séparés, CSS2.

Dans le cas de ces CSS, l'accélération a lieu au niveau de deux cavités à deux "gaps", diamétralement opposées (voir la Figure III.2). Les particules doivent passer dans les gaps à une phase telle que le gain d'énergie soit maximal après la traversée des deux gaps, c'est-à-dire à une phase nulle au passage de la médiatrice de la cavité (voir les Figures III.3 et III.4). En effet, le gain d'énergie par tour et par nucléon s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta W_T = \frac{n}{2} \frac{q}{A} V_{max} \left[\sin \left(\frac{h\alpha}{2} + \phi \right) - \sin \left(-\frac{h\alpha}{2} + \phi \right) \right] \quad (\text{III.5})$$

ou bien, si l'on transforme la différence de sinus en le produit d'un sinus et d'un cosinus,

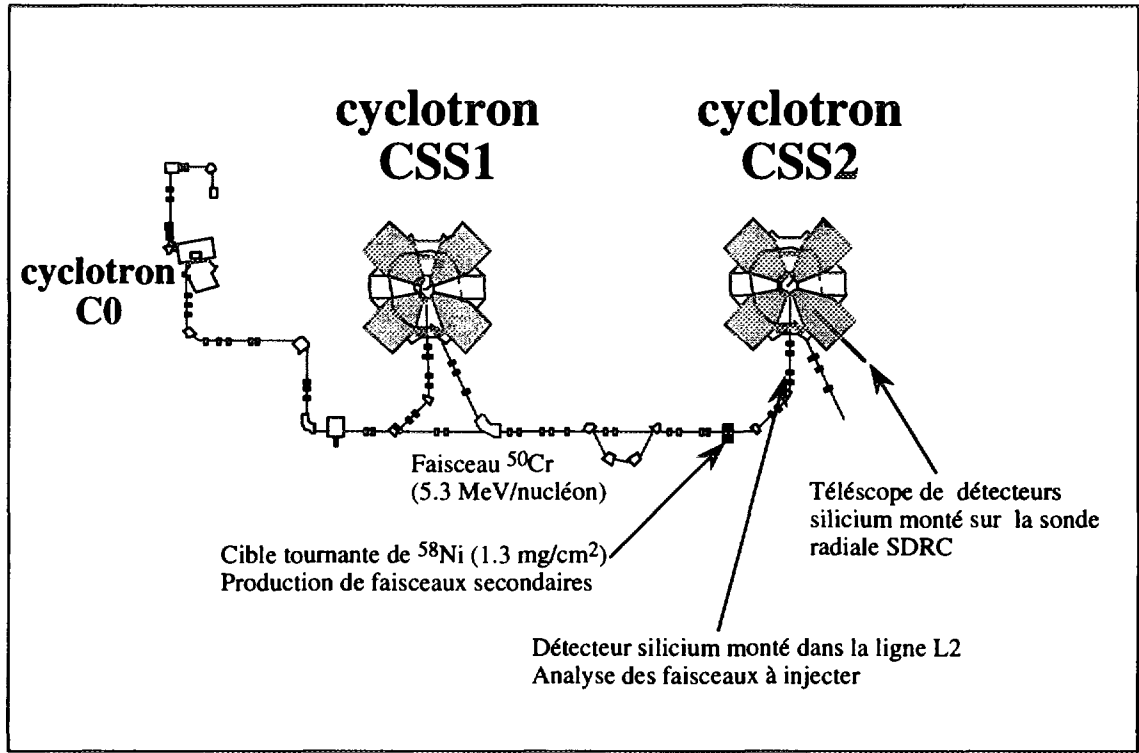


Figure III.1: Schéma du GANIL représentant les trois cyclotrons couplés C0, CSS1 et CSS2, ainsi que le dispositif expérimental utilisé lors de l'expérience de mesure de masses d'ions isobares $A = 100$: la cible de production d'ions secondaires, le détecteur silicium monté dans la ligne d'injection L2, et la sonde radiale sur laquelle est monté un télescope de détecteurs silicium.

traduisant un effet de deuxième ordre, on a :

$$\Delta W_T = n \frac{q}{A} V_{max} \sin \left(\frac{h\alpha}{2} \right) \cos \phi \quad (\text{III.6})$$

où n est le nombre de gaps accélérateurs traversés, V_{max} est l'amplitude maximale de la tension accélératrice, ϕ est la phase de passage de la particule sur la médiatrice des deux gaps d'une même cavité, h est l'harmonique HF, α est l'angle d'ouverture de la cavité, q est l'état de charge de la particule et A son nombre de masses. En fait, il faut considérer que ce réglage optimal de la phase de la fréquence synchrone ($\phi = 0$) est réalisé pour la particule centrale du paquet, pour laquelle le gain d'énergie par tour est donc maximal. Les autres particules du paquet ont des positions, des vitesses et donc des énergies légèrement différentes. Comme le champ est isochrone, les particules restent groupées autour de la particule centrale alors que le rayon de la trajectoire centrale augmente : l'extension en phase du paquet de particules isochrones reste constante au cours de l'accélération, quelle

que soit la phase de la tension accélératrice, et même si celle-ci n'est pas réglée pour optimiser le gain d'énergie par tour.

Une trajectoire de particule qui se referme sur elle-même en l'absence d'accélération est appelée orbite d'équilibre. Chaque vitesse v correspond à un rayon ρ donné d'après l'équation III.1. L'accélération est stable si pour une particule de vitesse v injectée dans le cyclotron sur un rayon trop petit ou trop grand par rapport à ρ , ou avec un angle trop grand, le champ magnétique permet de ramener la particule par une force de rappel sur l'orbite d'équilibre. Si l'on considère que la particule centrale du paquet décrit une orbite d'équilibre donnée, alors une particule voisine du paquet effectue de petites oscillations autour de cette orbite d'équilibre, radialement et aussi axialement (voir la Figure III.5). La fréquence de ces oscillations, dites oscillations bêatron, dépend de la force de rappel. On appelle ν_r le nombre d'onde du mouvement bêatron radial, c'est-à-dire le nombre d'oscillations radiales autour de l'orbite d'équilibre par tour :

$$\nu_r = \frac{\omega_r}{\omega} \quad (\text{III.7})$$

Plus la focalisation est forte, plus il y a d'oscillations par tour, et plus ν_r est grand. Le nombre d'onde radial des oscillations bêatron ne dépend que des caractéristiques du champ magnétique le long de l'orbite d'équilibre, et se maintient à une valeur proche de γ dans le cas d'un cyclotron isochrone à secteurs séparés. De manière analogue, on définit un nombre d'onde vertical ν_z . Les oscillations dans le plan vertical sont complètement découplées des oscillations radiales. Si l'on considère que la trajectoire de la particule centrale du paquet n'est pas l'orbite d'équilibre, alors la particule centrale effectue également des oscillations, et l'on observe un mouvement d'ensemble du paquet de particules autour de l'orbite d'équilibre, appelé mouvement de précession (voir la Figure III.6). En fait, la particule centrale circule sur une trajectoire dont le centre précesse autour du centre de l'orbite d'équilibre (voir la Figure III.7), et les autres particules du paquet oscillent autour de la trajectoire de la particule centrale, indépendamment du mouvement de celle-ci.

Ces principes de base du fonctionnement d'un cyclotron isochrone étant rappelés [Fer95, Mos96], nous allons dans la suite nous intéresser au cas particulier du CSS2, qui a été utilisé comme un spectromètre de haute résolution, lors d'expériences de mesures de masses d'ions secondaires. Ces expériences ont bien sûr nécessité des réglages très fins, d'autant plus difficiles et délicats à réaliser que les faisceaux secondaires accélérés sont peu intenses et occupent au maximum l'acceptance de CSS2.

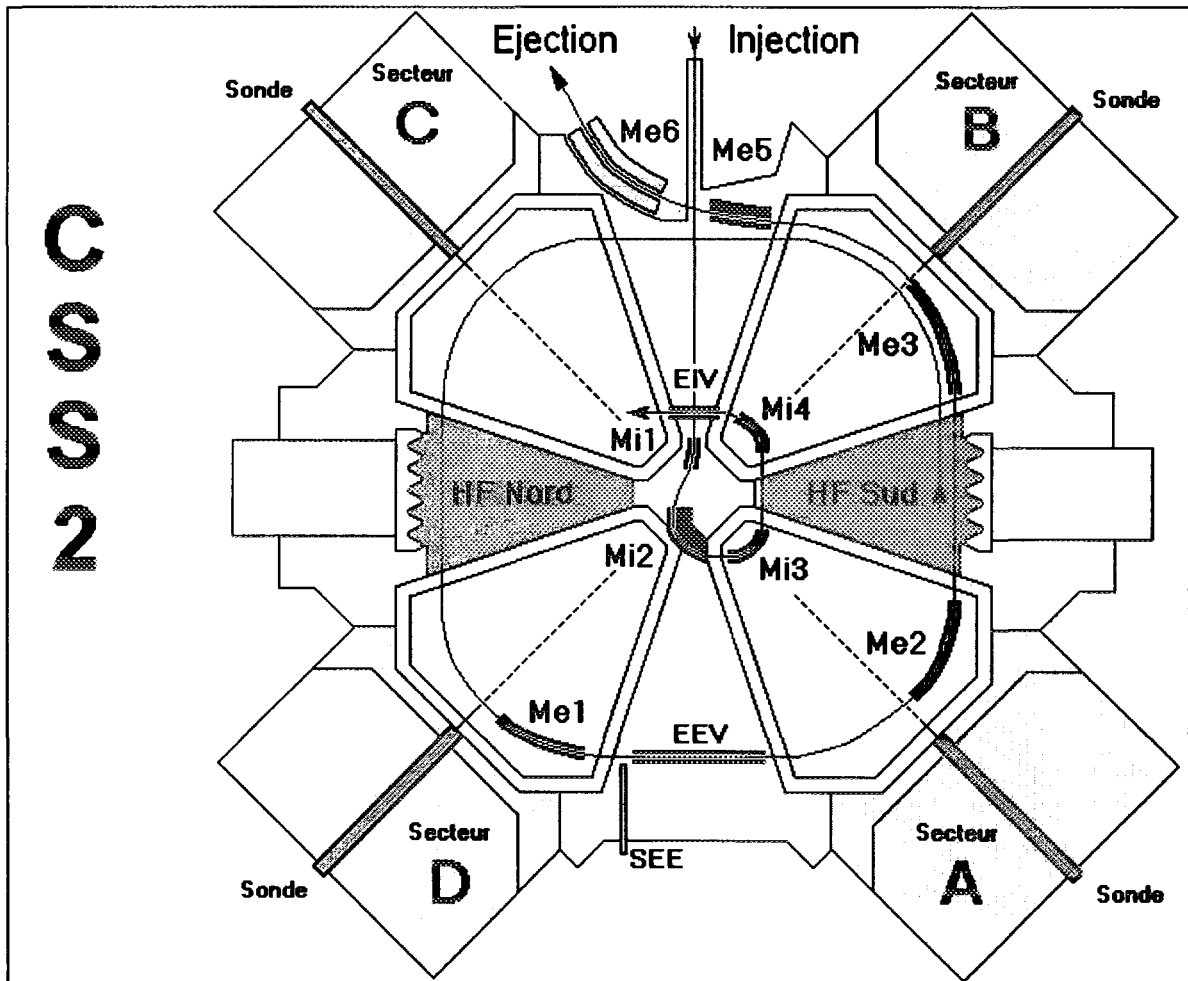


Figure III.2: Schéma d'un CSS du GANIL. Vue du plan médian sur laquelle figurent les deux cavités HF diamétralement opposées (Nord et Sud), les différents éléments d'injection et d'extraction, ainsi que les sondes radiales mobiles des quatre secteurs.

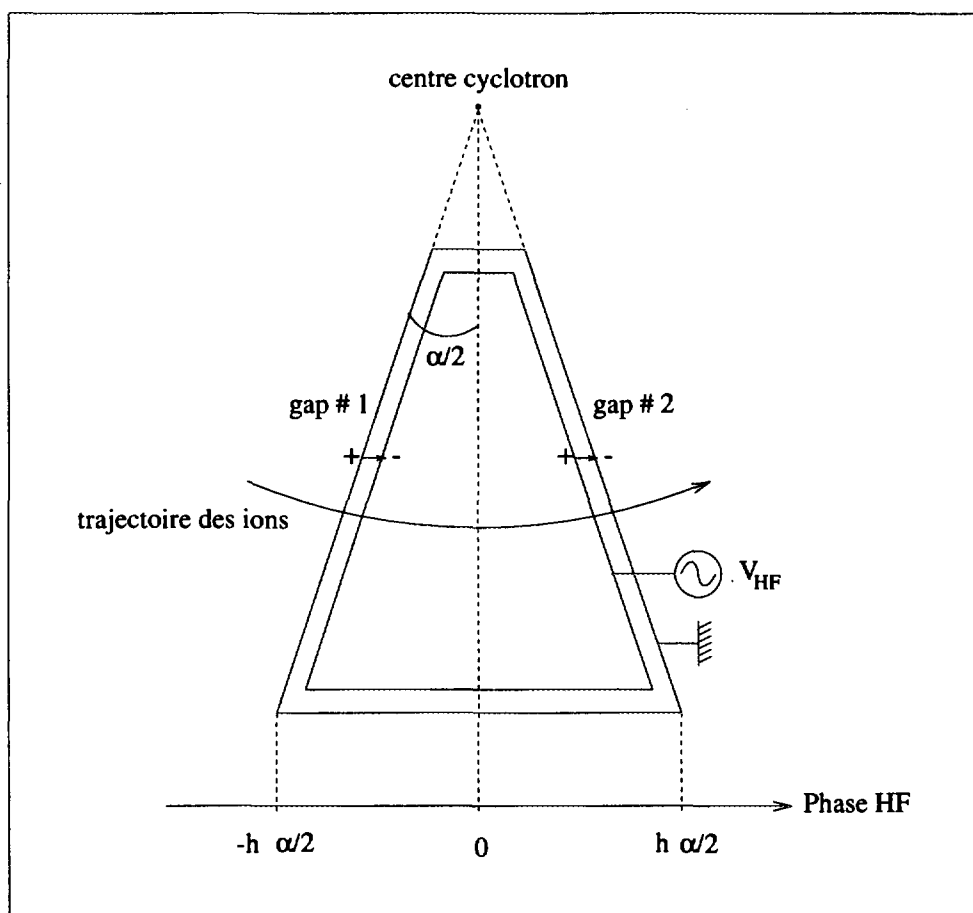


Figure III.3: Schéma d'une cavité accélératrice d'un CSS du GANIL. Vue du plan médian. Il s'agit d'une cavité résonnante à deux gaps, d'angle d'ouverture α , dont l'électrode externe est portée à la masse et l'électrode interne à une tension alternative. Les ions circulant dans le cyclotron étant positifs, la tension V_{HF} doit être négative au niveau du premier gap, et positive lors du passage du deuxième gap pour pouvoir être accélérés.

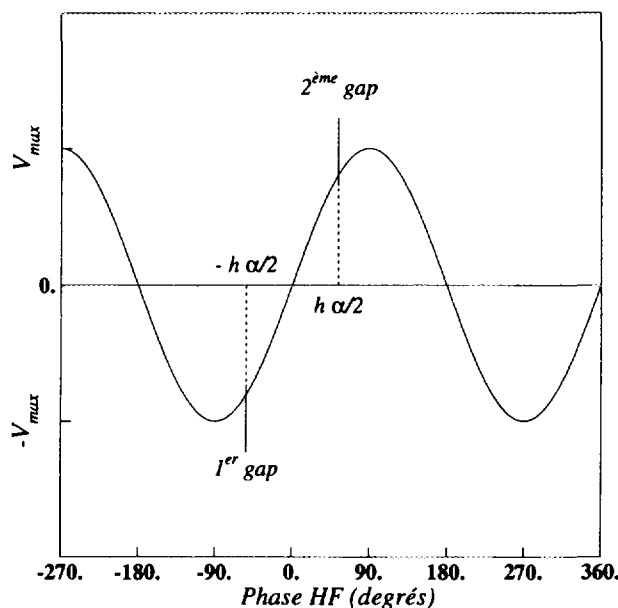


Figure III.4: Tension accélératrice V_{HF} en fonction de la phase. Pour que les ions subissent une accélération optimale, ceux-ci doivent passer la médiatrice de la cavité à une phase nulle.

III.2 Diagnostiques de faisceau pour les réglages de CSS2

III.2.1 Diagnostiques standard de faisceaux stables

Les cyclotrons CSS1 et CSS2 sont équipés de sondes internes qui sont utilisées lors des réglages [Loy86]. Ces sondes sont situées dans les quatre secteurs, entre les pôles des aimants (voir la Figure III.8). Il s'agit de sondes pouvant se déplacer radialement, depuis le rayon d'injection (~ 1.25 m) jusqu'au rayon d'extraction (~ 3.30 m). Elles sont pourvues d'une tête équipée de doigts différentiels [Loy86] permettant de mesurer la densité radiale du faisceau, et sa position axiale, avec un peu moins de précision. Cette mesure est bien entendu interceptive. Le profil radial du faisceau, obtenu en faisant une excursion en rayon avec ces sondes, permet d'évaluer la qualité des réglages. D'autre part, la lecture du courant mesuré avec une telle sonde est assez fiable, compte tenu du fait que les électrons émis par l'impact des ions retombent en quasi-totalité sur la sonde, puisque celle-ci est située dans une zone de fort champ magnétique.

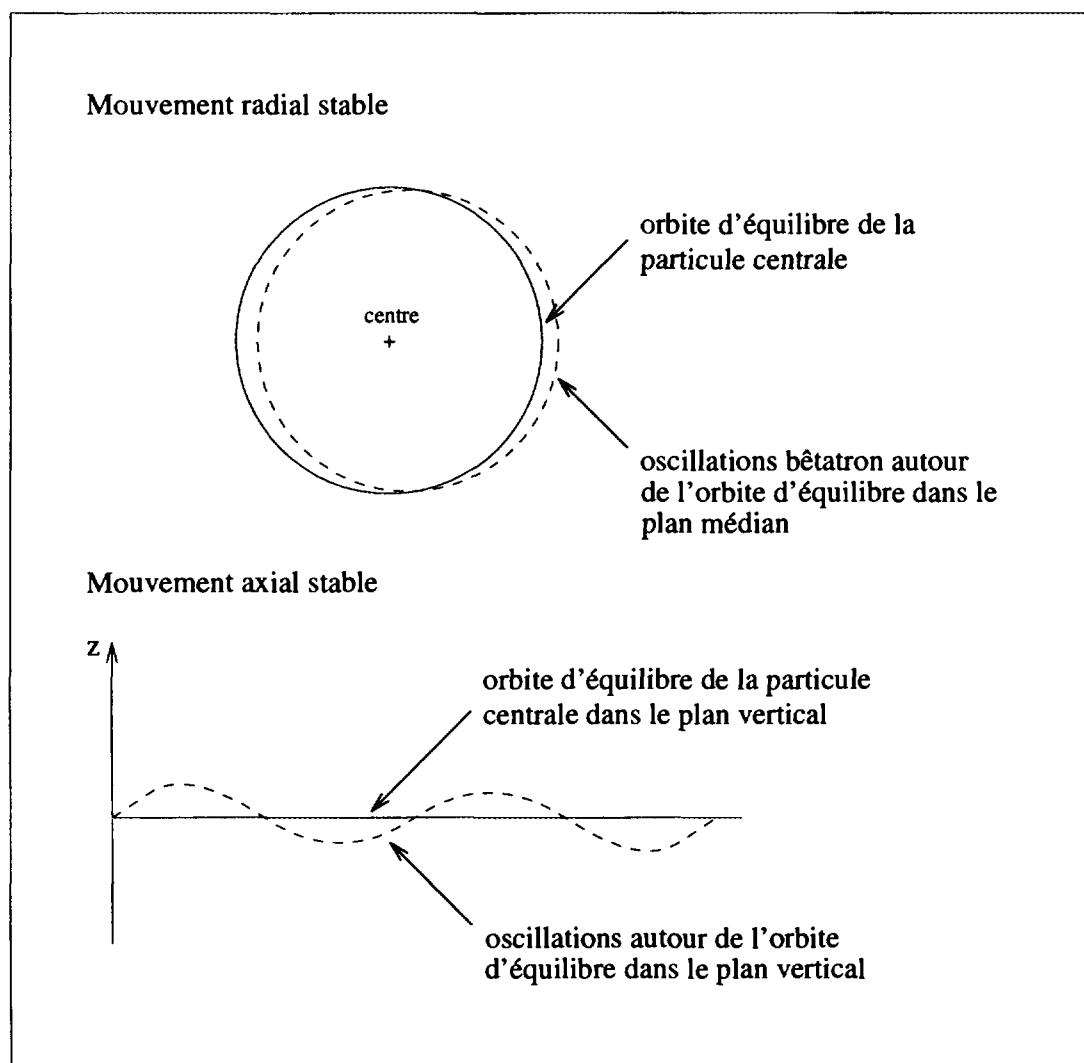


Figure III.5: Oscillations bêta-tron d'une particule voisine de la particule centrale autour de l'orbite d'équilibre de la particule centrale, dans le plan médian et dans le plan vertical, assurant la stabilité des orbites.

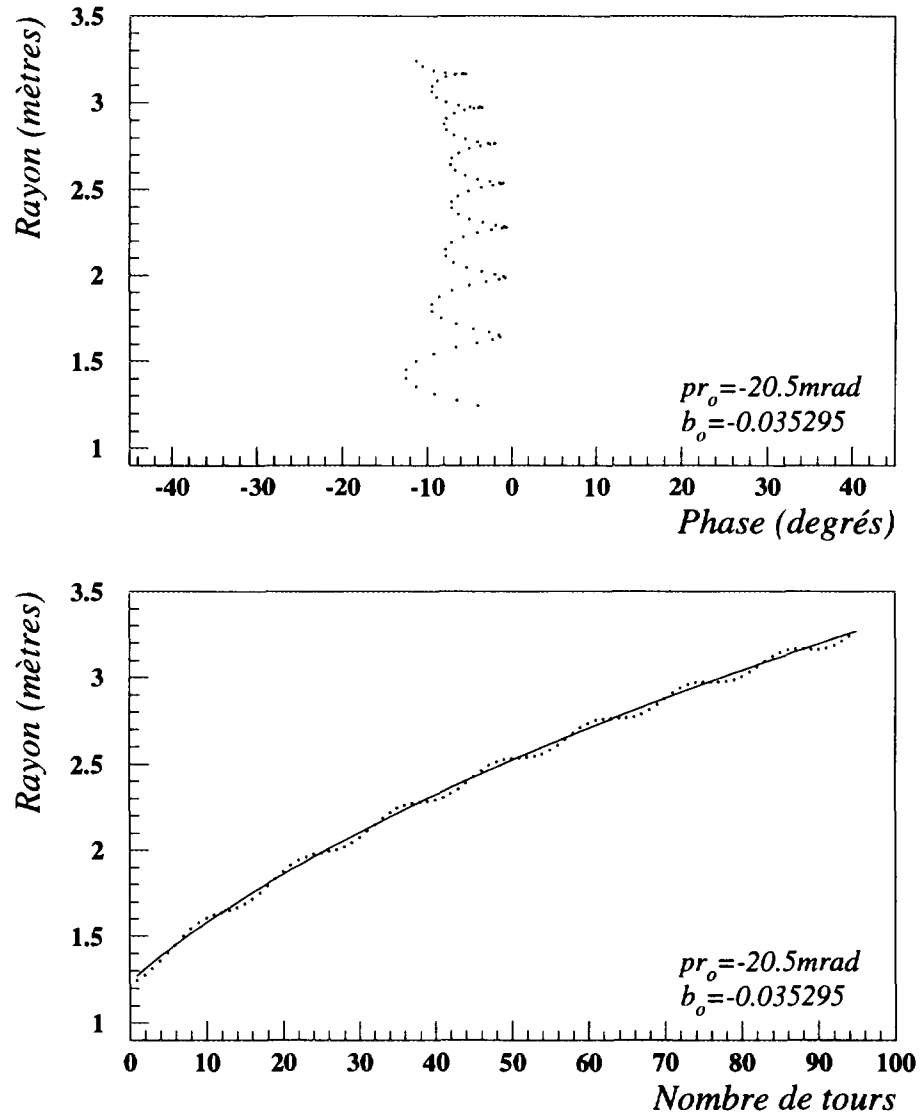


Figure III.6: *Précession de la particule centrale autour de l'orbite d'équilibre. La période d'une précession dans CSS2 correspond à 13 tours.*

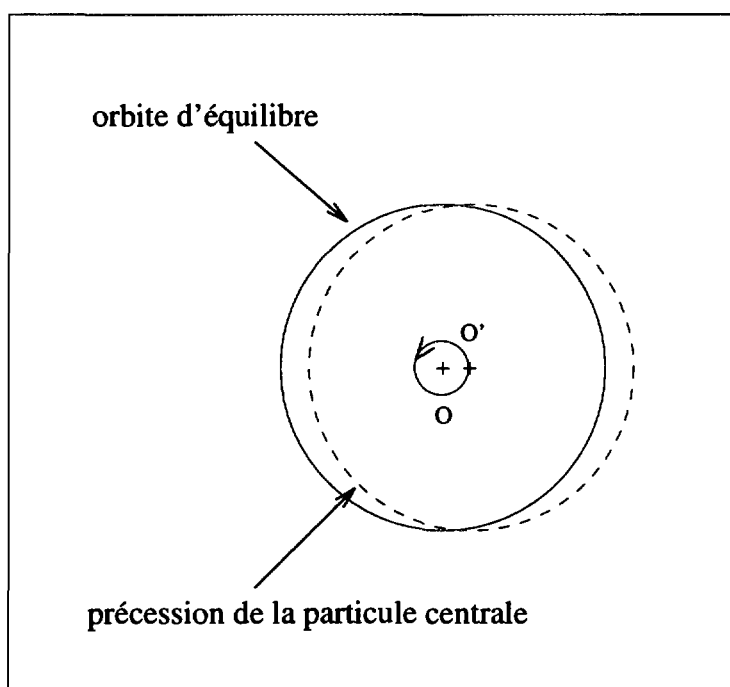


Figure III.7: *Précession de la particule centrale autour de l'orbite d'équilibre. Le centre de la trajectoire de la particule centrale O' précesse autour du centre de la trajectoire d'équilibre O .*

En pratique, la conduite des faisceaux stables à l'intérieur de CSS2 s'effectue à l'aide des sondes des quatre secteurs, principalement au niveau des rayons d'injection et d'extraction. D'autre part, ces sondes sont aussi équipées d'un système de mesure du champ magnétique par RMN (résonance magnétique nucléaire), sur laquelle il n'est pas possible d'espérer une précision meilleure que 10^{-4} à 10^{-5} .

Les cyclotrons CSS1 et CSS2 sont également équipés de sondes de phase capacitives [Loy86], constituées d'un réseau radial de sondes de phase fixes, permettant le réglage de l'isochronisme (voir la Figure III.9). Chaque sonde capacitive du réseau recueille la valeur moyenne des phases centrales des paquets d'ions passant entre ses électrodes. Il s'agit de mesures de phase relatives par rapport à une référence commune, soit le signal HF du cyclotron.

En revanche, dans le cas de faisceaux secondaires produits lors des expériences de mesures de masses, il n'est pas possible d'effectuer les réglages en suivant la procédure habituelle. En effet, les faisceaux secondaires ne sont pas assez intenses pour laisser un

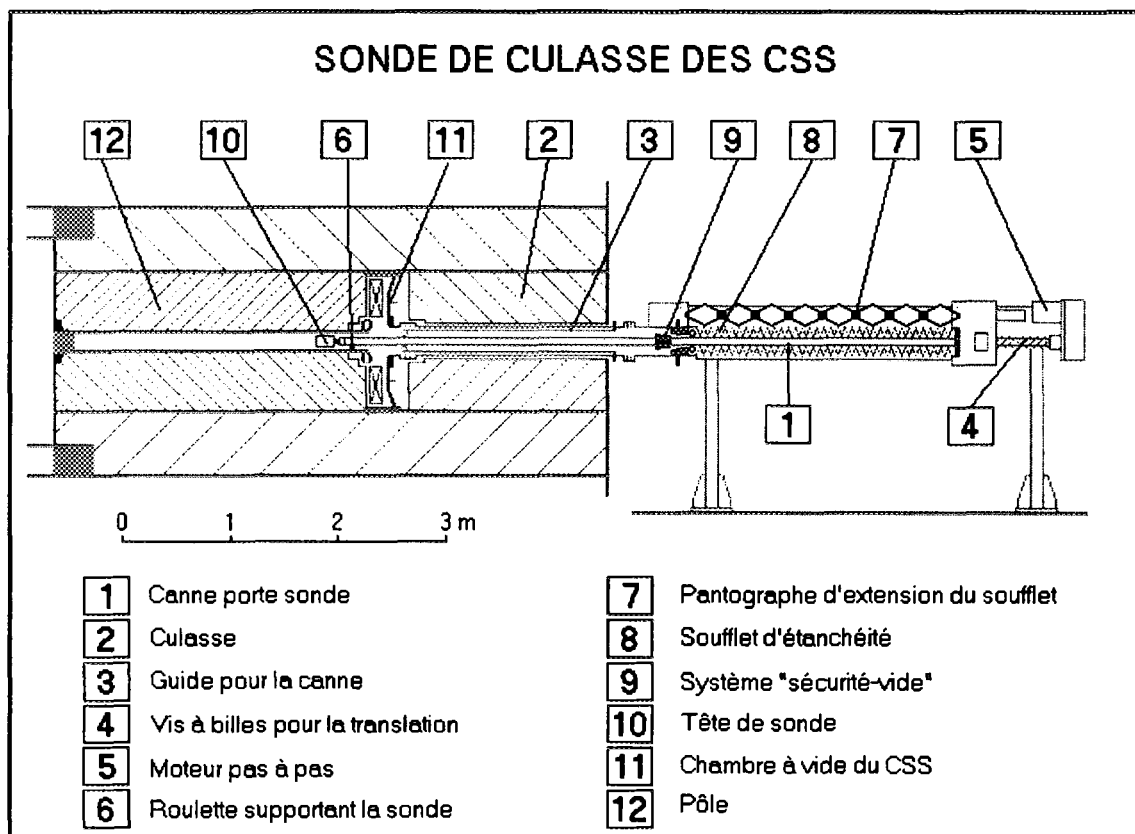


Figure III.8: Schéma d'une sonde radiale de CSS2. Vue en coupe perpendiculaire au plan médian. Cette sonde est située au centre d'un secteur du cyclotron, entre les pôles des aimants, et peut être déplacée du rayon d'injection (~ 1.25 m) au rayon d'extraction (~ 3.30 m). Dans le cas d'un réglage de CSS2 avec des faisceaux secondaires de faible intensité, la tête de sonde est démontée et remplacée par notre système de détection.

signal suffisant dans les sondes standard. La tête de l'une des quatre sondes internes (voir la Figure III.2), en l'occurrence celle de la sonde radiale du secteur C (SDRC), est remplacée par un système de détection mieux adapté à cette situation.

III.2.2 Diagnostiques de faisceaux de faible intensité

Tout d'abord, un détecteur silicium de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur est monté sur un propulseur situé à l'entrée du cyclotron, dans la ligne d'injection L2 après le dipôle d'analyse. Ce détecteur, lorsqu'il est introduit sur l'axe du faisceau, permet d'analyser les faisceaux à injecter dans CSS2, ceci afin de déterminer l'état de charge sélectionné pour le réglage du cyclotron. Bien sûr, dès que l'identification est certaine, le détecteur est retiré de l'axe du faisceau.

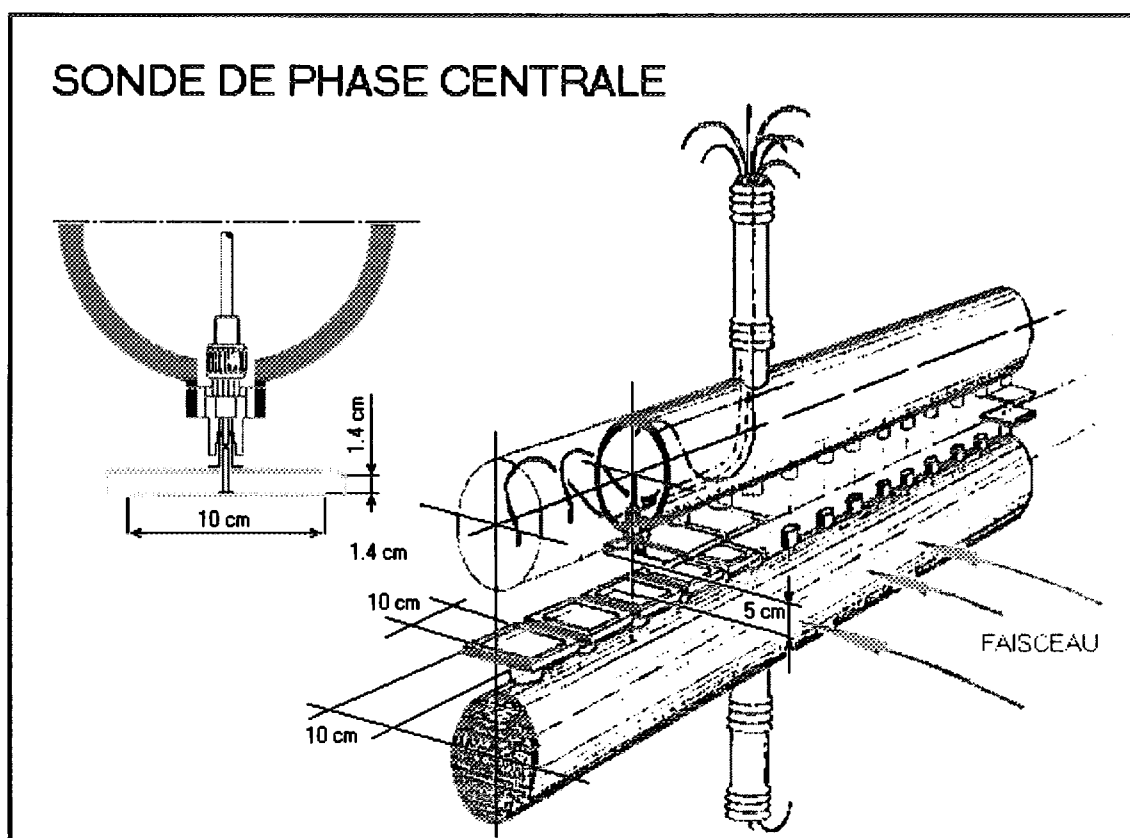


Figure III.9: Schéma d'une sonde de phase capacitive constituée d'un réseau de sondes fixes disposées le long d'un rayon du cyclotron entre deux secteurs.

D'autre part deux détecteurs BaF_2 placés, l'un au niveau de la cible et l'autre juste après le dipôle d'analyse, permettent de contrôler que le faisceau est correctement centré sur la cible, ou bien que celle-ci n'est pas percée.

La mesure relative de la phase, ou du temps de vol, des ions à l'intérieur du cyclotron est prise entre le signal radio-fréquence de CSS2 (*start*) et un détecteur silicium (*stop*) monté en tête de la sonde radiale mobile SDRC. Afin de pouvoir identifier les ions interceptés, il est préférable de monter un ensemble de deux détecteurs silicium en télescope. Lors de l'expérience de mesure de masses d'ions isobares $A = 100$, nous avons utilisé un détecteur ΔE ($20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 35 \mu\text{m}$) pour la mesure de la perte d'énergie des ions, et un détecteur E_{xy} ($20 \text{ mm} \times 20 \text{ mm} \times 300 \mu\text{m}$) à localisation, dans lequel leur énergie résiduelle ainsi que leurs positions radiale et axiale sont mesurées. Compte tenu du caractère interceptif de ces détecteurs, ceux-ci doivent avoir une zone morte radiale plus petite

que l'espacement entre deux orbites successives, qui est bien sûr variable en fonction de la tension accélératrice, ou bien du nombre de tours effectués dans le cyclotron. La zone morte radiale du télescope décrit ci-dessus est réduite à 1.5 mm. Une photographie du système de détection est présentée sur la Figure III.10. Compte tenu de la proximité d'une forte haute fréquence, nous avons pris la précaution de blinder correctement le télescope.

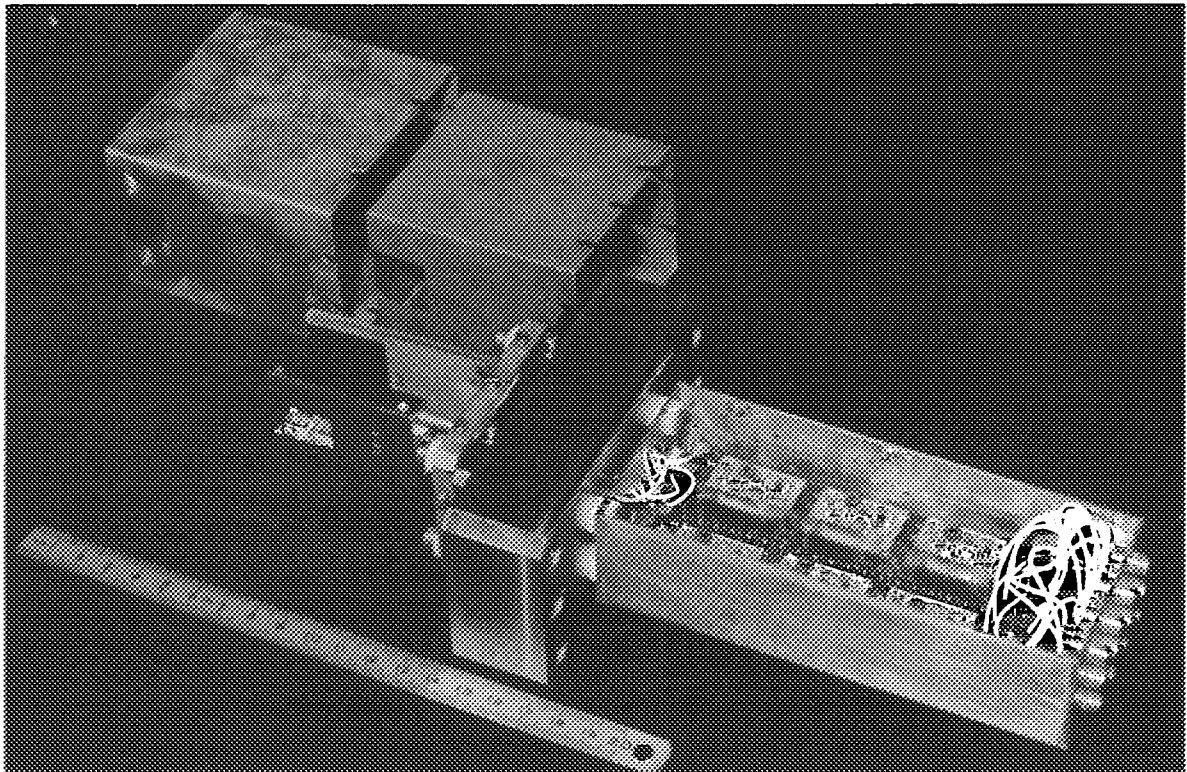


Figure III.10: Photographie du télescope de détecteurs silicium ΔE ($20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 35\text{ }\mu\text{m}$) - E_{xy} ($20\text{ mm} \times 20\text{ mm} \times 300\text{ }\mu\text{m}$) monté en tête de la sonde radiale SDRC.

Les schémas de l'électronique des différents systèmes de détection sont représentés sur les Figures III.11 et III.12. La signification des différents sigles employés a été donnée au chapitre précédent.

Dans ces conditions, la conduite d'un faisceau secondaire à l'intérieur de CSS2 est une opération encore plus délicate que dans le cas d'un faisceau stable. Nous allons à présent détailler les différentes étapes de réglage du cyclotron CSS2 [Aug94, Aug95].

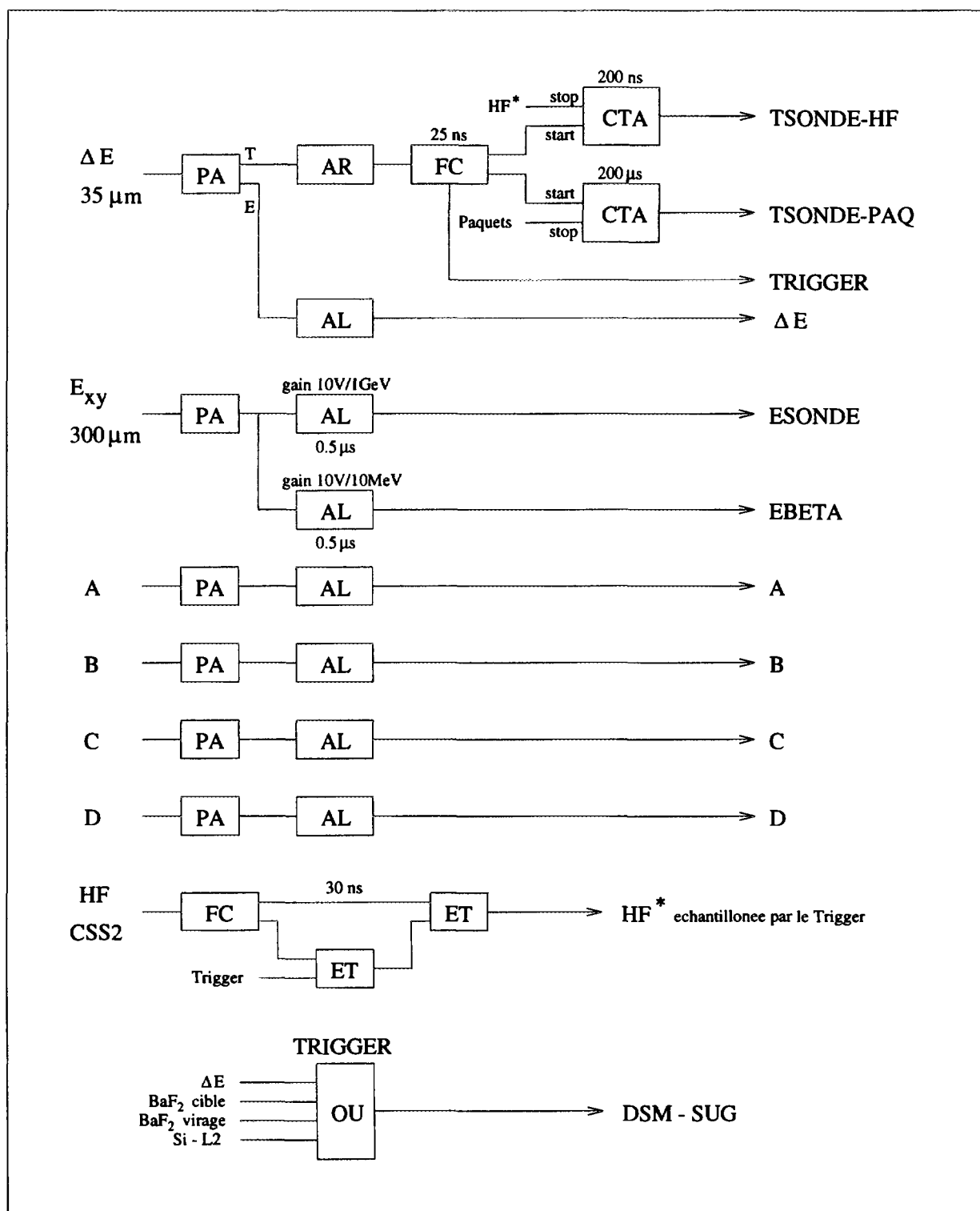


Figure III.11: Schéma d'électronique.

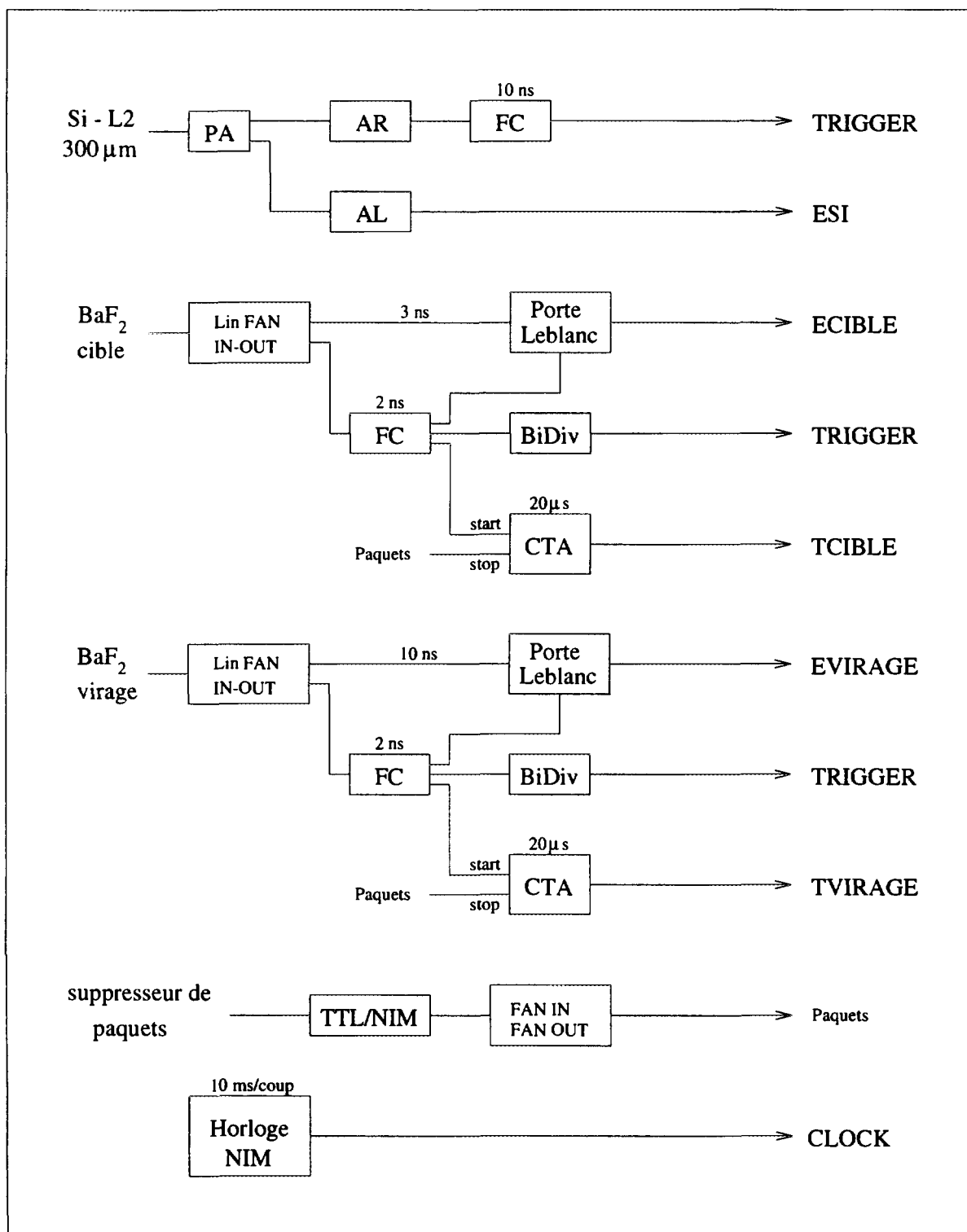


Figure III.12: Schéma d'électronique.

III.3 Réglage de CSS2 avec des faisceaux de faible intensité

Les réglages ont consisté à varier un certain nombre de paramètres du cyclotron, afin d'obtenir une matrice "Energie - Phase" correcte avec les détecteurs silicium montés sur la sonde radiale SDRC, lorsque celle-ci est balayée du rayon d'injection au rayon d'extraction. Par "correcte", on entend que :

- ▷ l'isochronisme du cyclotron doit être vérifié et optimisé,
- ▷ les effets de précession et d'oscillations bêtatron doivent être minimisés.

Le caractère isochrone du cyclotron est tout à fait essentiel, puisqu'il nous assure que le temps nécessaire pour effectuer un tour est constant quand le rayon des orbites augmente, ce qui est indispensable pour pouvoir mesurer correctement les différences de temps de vol des ions.

III.3.1 Injection dans CSS2

Les paquets d'ions provenant de CSS1 rencontrent d'abord une cible de ralentissement, et doivent ensuite être amenés dans le plan médian au centre de CSS2. L'émittance du faisceau doit être adaptée à l'acceptance du cyclotron dans l'espace des phases à six dimensions $(x, \theta, y, \phi, l, \delta)$. Les éléments d'optique de la ligne d'injection L2 (dipôles, quadrupôles, sextupôles, octupôles) permettent de réaliser cette adaptation. Par construction, dans un cyclotron à secteurs séparés, le champ magnétique principal ne règne pas dans la zone centrale, et donc le rayon d'injection est assez grand, ~ 1.25 m dans le cas de CSS2. La mise sur orbite initiale s'effectue au moyen d'une succession de quatre dipôles magnétiques, suivis d'un inflecteur électrostatique qui constitue un canal d'injection très mince de 60 cm de long et de 12 mm de diamètre. Les Figures III.13 et III.14 représentent les différents éléments du système d'injection.

III.3.2 Calage de la phase HF

Les cyclotrons CSS1 et CSS2 sont couplés, et donc tout paquet d'ions provenant du premier cyclotron doit être injecté au bon moment, soit avec la phase correcte, dans le deuxième pour pouvoir être accéléré. Ceci impose que la fréquence du deuxième étage d'accélération soit la même que celle du premier étage. Il est en général nécessaire de réajuster, ou recalibrer, la phase HF de CSS2 pour optimiser la transmission des ions à

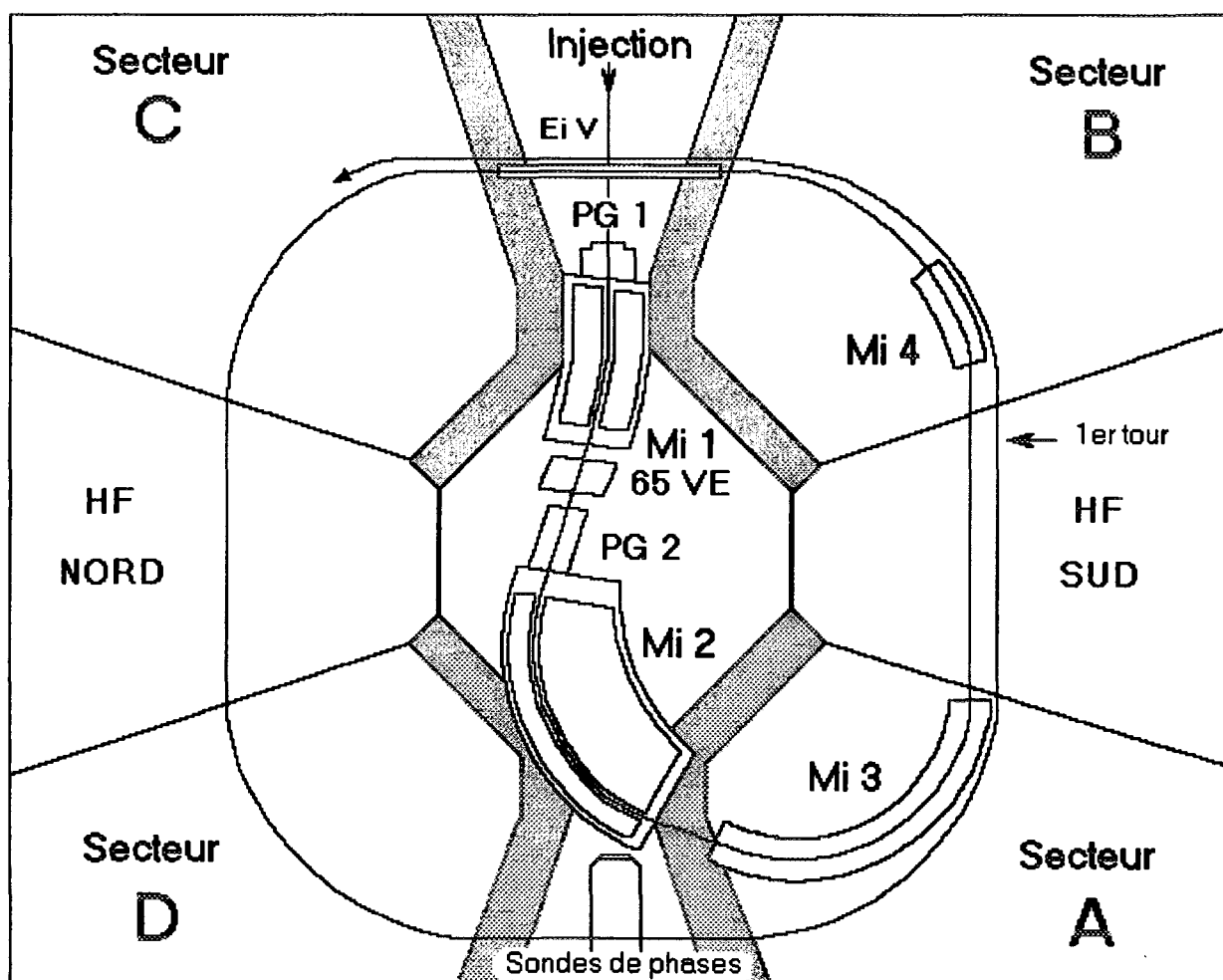


Figure III.13: Schéma représentant les différents éléments du système d'injection de CSS2, permettant la mise sur orbite initiale du faisceau dans le plan médian.

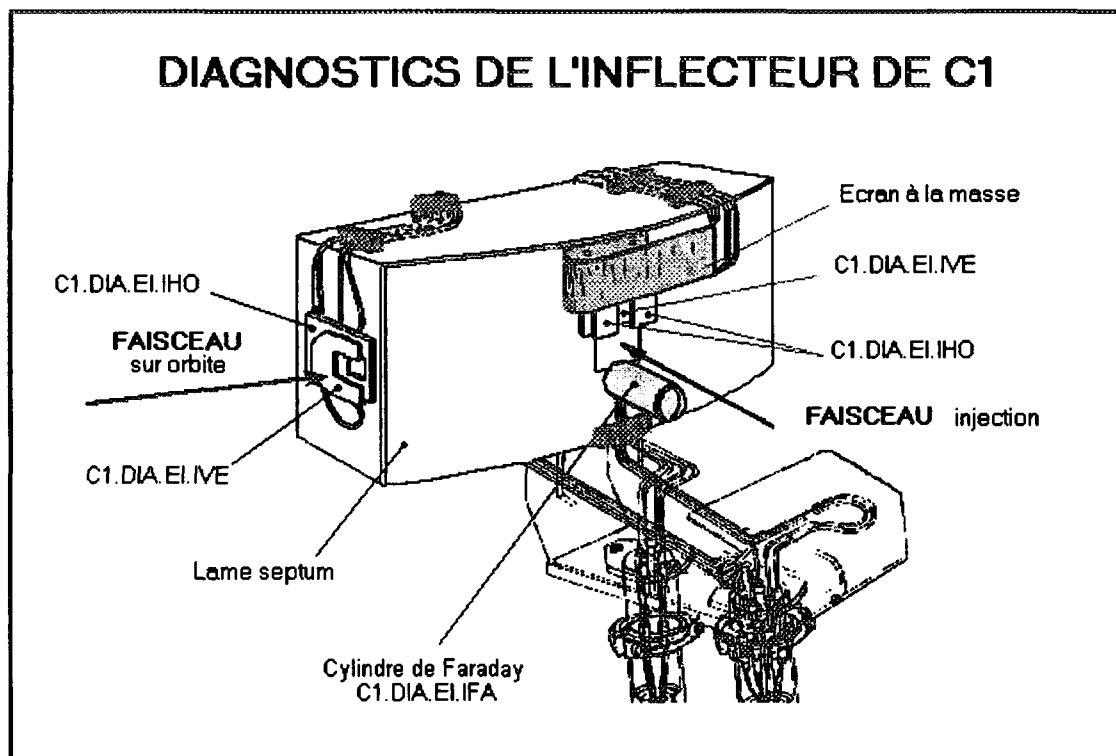


Figure III.14: Schéma de l'inflecteur de CSS1 noté EiV sur le schéma de la Figure III.13. Celui de CSS2 n'est que très légèrement différent. Ce canal d'injection de 60 cm de long et de 12 mm de diamètre permet, d'une part, de laisser passer le faisceau incident perpendiculairement au canal, avant qu'il n'entre dans le premier dipôle d'injection Mi1, et d'autre part, de terminer la mise sur orbite du faisceau. Il s'agit d'un canal électrostatique très mince par lequel doit passer le faisceau accéléré. Sa position peut être ajustée très finement afin d'optimiser la transmission.

l'injection.

D'autre part, plusieurs orbites correspondant à des nombres de tours différents peuvent se recouvrir au même rayon si la phase initiale n'est pas bien calée. Cet effet assez complexe est lié à l'émittance radiale et longitudinale des paquets de faisceau injectés, à la dépendance en temps sinusoïdale du champ électrique accélérateur, et aux propriétés d'un champ magnétique correspondant à un système isochrone. Cet effet est gênant et doit être minimisé en optimisant correctement la phase initiale. La fenêtre sur cette phase initiale optimale est assez restreinte ($\pm 10^\circ$). Sinon, un changement dans le champ magnétique, même faible, peut provoquer ces recouvrements ou croisements de trajectoires, et ces effets sont d'une importance cruciale dans le cas de noyaux lourds accélérés simultanément.

Une façon d'ajuster la phase initiale consiste à minimiser le nombre de tours effectués par les ions dans le cyclotron, ce qui revient à maximiser le gain d'énergie par tour. La mesure du nombre de tours N_T peut être réalisée en utilisant le supprimeur de paquets, et le détecteur BaF₂ situé au niveau de la cible, afin de mesurer le temps de vol total des ions t , avec toutefois une ambiguïté sur le paquet. En fait la mesure des temps t_{cible} (*start*) et t_{sonde} (*stop*) s'effectue par rapport au même signal délivré par le supprimeur de paquets, et on a :

$$t = t_{sonde} - t_{cible} + n \cdot t_{paquet} \quad (\text{III.8})$$

où t_{paquet} est le temps qui sépare deux paquets, en tenant compte du facteur de suppression S :

$$t_{paquet} = S \cdot \frac{T_{HF}}{h} \quad (\text{III.9})$$

Le temps de vol des ions à l'intérieur du cyclotron t_{cyclo} peut être calculé à partir de l'expression du temps de vol total :

$$t_{cyclo} = t - t_{cible-inj} \quad (\text{III.10})$$

où $t_{cible-inj}$ est le temps de vol entre la cible et l'injection dans le cyclotron, calculé connaissant la vitesse des ions et la longueur de la ligne. L'expression du nombre de tours est alors :

$$N_T = \frac{t_{cyclo}}{h \cdot T_{HF}} \quad (\text{III.11})$$

III.3.3 Réglage de l'isochronisme

Le réglage de l'isochronisme consiste à vérifier que la phase du faisceau est constante en fonction du rayon, ou de l'énergie. Il faut ajuster légèrement le champ principal du cyclotron afin de redresser le départ de la courbe d'isochronisme, c'est-à-dire proche de l'injection. Ensuite, les "trim coils", qui sont des bobines de correction de champ magnétique, permettent d'affiner le réglage de l'isochronisme, notamment proche du rayon d'extraction.

III.3.4 Réglage de CSS2 avec un faisceau de $^{50}\text{Cr}^{11+}$ ralenti

Dans le cas de l'expérience de mesure de masses d'ions isobares $A = 100$, les réglages de l'injection, de la phase initiale et de l'isochronisme ont été réalisés avec un faisceau primaire de $^{50}\text{Cr}^{11+}$ (5.3 MeV/nucléon) ralenti dans une cible de tantale, les faisceaux d'ions secondaires $A = 100$ étant encore moins intenses. La perte d'énergie des ions dépend bien sûr de l'épaisseur de matière traversée, et ceux-ci perdent plus d'énergie quand ils traversent une feuille constituée d'un élément de numéro atomique élevé, puisque c'est l'interaction avec les électrons de cette cible qui produit le ralentissement des ions. L'épaisseur théorique $\varepsilon = 22.5 \text{ mg/cm}^2$ de la cible de tantale a été calculée de manière à ralentir le faisceau primaire à la bonne vitesse d'injection dans CSS2, suivant l'harmonique choisie $h_2 = 5$ (voir le chapitre suivant), c'est-à-dire pour diminuer l'énergie du faisceau primaire de 5.3 MeV/nucléon à 0.848 MeV/nucléon, correspondant à une rigidité magnétique $B\rho = 0.6028 \text{ Tm}$. On choisit en pratique une cible d'épaisseur e un peu plus mince que l'épaisseur calculée, de manière à pouvoir l'ajuster à l'épaisseur ε en tournant la cible d'un angle θ_{cible} : $\varepsilon = e / \cos(\theta_{\text{cible}})$. Cependant, l'épaisseur e n'est en général connue qu'à quelques pourcents près, et il est donc nécessaire d'optimiser l'angle θ_{cible} d'inclinaison de la cible. Pour l'accélération des ions isobares $A = 100$, le choix du faisceau de $^{50}\text{Cr}^{11+}$ présentait un avantage capital pour la configuration du cyclotron. Les états de charge les plus probables de ces ions secondaires $A = 100$ à l'énergie de recul considérée (voir le chapitre suivant) sont en effet centrés autour de $22^+ - 23^+$. En décidant de sélectionner les ions secondaires $A = 100$ ayant l'état de charge 22^+ , il est alors possible d'utiliser le faisceau primaire de $^{50}\text{Cr}^{11+}$, qui présente le même rapport $\frac{A}{q} = \frac{50}{11} = \frac{100}{22}$. Ceci permettait ainsi de conserver exactement les mêmes configurations de la ligne de transport et du cyclotron CSS2 pour injecter et accélérer les ions secondaires, c'est-à-dire la même rigidité magnétique $B\rho = 0.6028 \text{ Tm}$, à l'exception toutefois du champ magnétique du cyclotron. Nous reviendrons sur ces changements de champ magnétique dans la suite.

La Figure III.15 représente la distribution d'états de charge de ^{50}Cr , centrée sur $q = 11^+$, obtenue avec le détecteur silicium placé après la cible de ralentissement, derrière le dipôle d'analyse de la ligne d'injection. Dans un premier temps, l'état de charge moyen sélectionné était plutôt $q = 16^+$, ce qui signifie que l'épaisseur de la cible de tantale seule, de 15 mg/cm^2 au lieu de 20 mg/cm^2 prévus, n'était pas suffisante pour ralentir le faisceau primaire à la bonne vitesse. En effet, la rigidité magnétique de la ligne étant fixée, le rapport v/q sélectionné reste constant. Ainsi, pour diminuer l'état de charge moyen sélectionné à $q = 11^+$, nous avons dû ajouter une feuille de nickel de 3.6 mg/cm^2 devant la feuille de tantale pour diminuer également la vitesse de sortie. Ensuite, nous avons tourné l'ensemble d'un angle de 17.5° donnant le taux de comptage optimal pour l'état de charge $q = 11^+$.

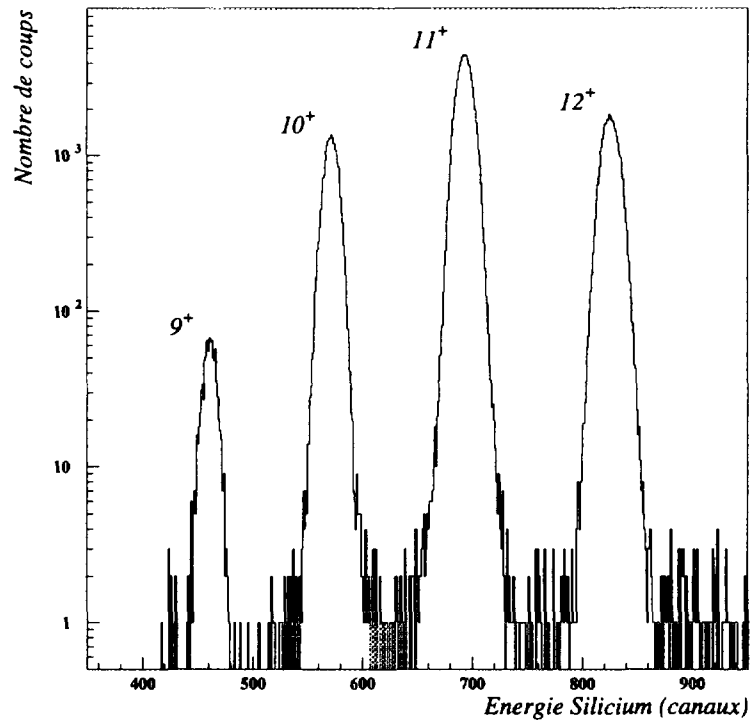


Figure III.15: *Distribution d'états de charge de ^{50}Cr obtenue avec le détecteur silicium placé à la sortie de la cible de ralentissement (tantale + nickel).*

Les Figures III.16 (a) et (b) représentent respectivement le spectre "Energie - Phase" et sa projection sur l'axe "Energie", obtenus avant les réglages, avec les ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$ in-

terceptés par les détecteurs silicium, en variant la position radiale de la sonde du rayon d'injection au rayon d'extraction - les énergies croissantes correspondant aux rayons croissants. Sur ces spectres, on observe très clairement :

- ▷ une forte dépendance de la phase avec l'énergie quand le rayon augmente, résultant d'un non-isochronisme,
- ▷ une superposition des orbites regroupées de manière très irrégulière, traduisant des effets de précession.

Les effets de précession des paquets de particules sont dûs à des conditions d'injection imparfaites, c'est-à-dire l'angle ou bien le rayon d'injection, résultant ensuite, et ceci jusqu'à l'extraction, dans l'accumulation de trajectoires à des distances régulières (13 tours). Plusieurs orbites correspondant à des nombres de tours différents sont alors très proches les unes des autres, et difficiles à séparer. Ces effets ne devraient normalement pas être visibles sur une mesure de l'énergie des ions, et non de leur rayon. Toutefois, à cause du caractère interceptif du détecteur, une orbite qui se trouve au même rayon qu'une autre orbite correspondant à un nombre de tours plus petit ne peut pas être détectée, d'où l'observation de discontinuités sur le spectre "Energie" de la Figure III.16 (b).

Après avoir effectué des petites corrections sur le champ magnétique du cyclotron pour redresser la courbe d'isochronisme, et après avoir optimisé l'injection pour limiter les oscillations, nous avons obtenu le spectre "Energie - Phase" et sa projection sur l'axe "Energie" des Figures III.17 (a) et (b) respectivement. Ces figures montrent que la phase est pratiquement constante avec le rayon, et que les différentes orbites successives interceptées dans le détecteur silicium, au fur et à mesure de l'excursion en rayon de la sonde, se distinguent parfaitement. En effet, les différents pics visibles, dont l'amplitude est globalement constante, représentent les orbites interceptées à des énergies discrètes, correspondant au gain d'énergie par tour. S'agissant d'une mesure de l'énergie et non du rayon, il faut noter qu'il n'y a pas sur ce spectre de diminution de la distance entre les pics pour les énergies croissantes qui correspondent aux rayons croissants. D'autre part, cette courbe d'isochronisme nous a permis de déterminer la phase moyenne à l'origine.

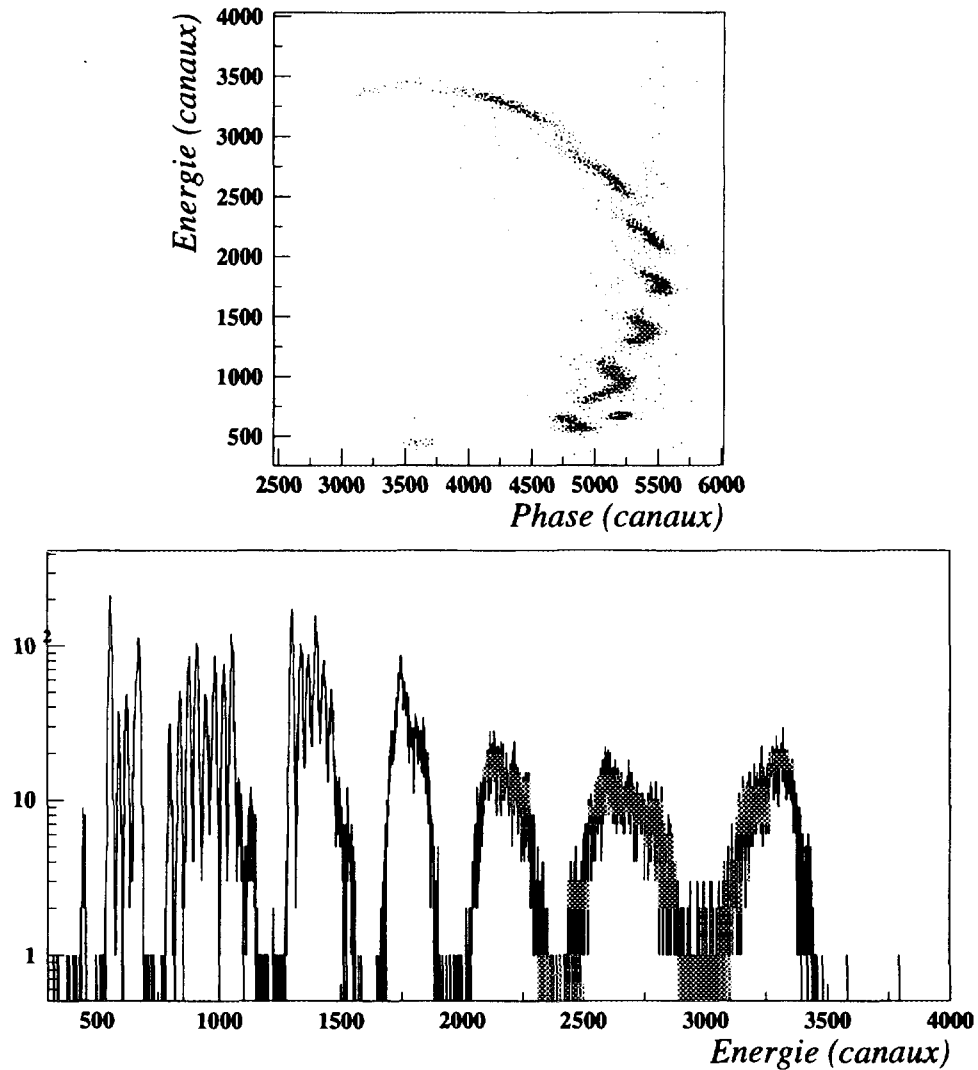


Figure III.16: Spectre "Energie - Phase" (a) et sa projection sur l'axe "Energie" (b) obtenus avant les réglages avec les ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$ interceptés par les détecteurs silicium, en variant la position radiale de la sonde - les énergies croissantes correspondant aux rayons croissants. L'isochronisme n'est pas satisfait puisque la phase varie fortement avec l'énergie quand le rayon augmente, et les orbites sont regroupées en "paquets" discontinus à cause des effets de précession.

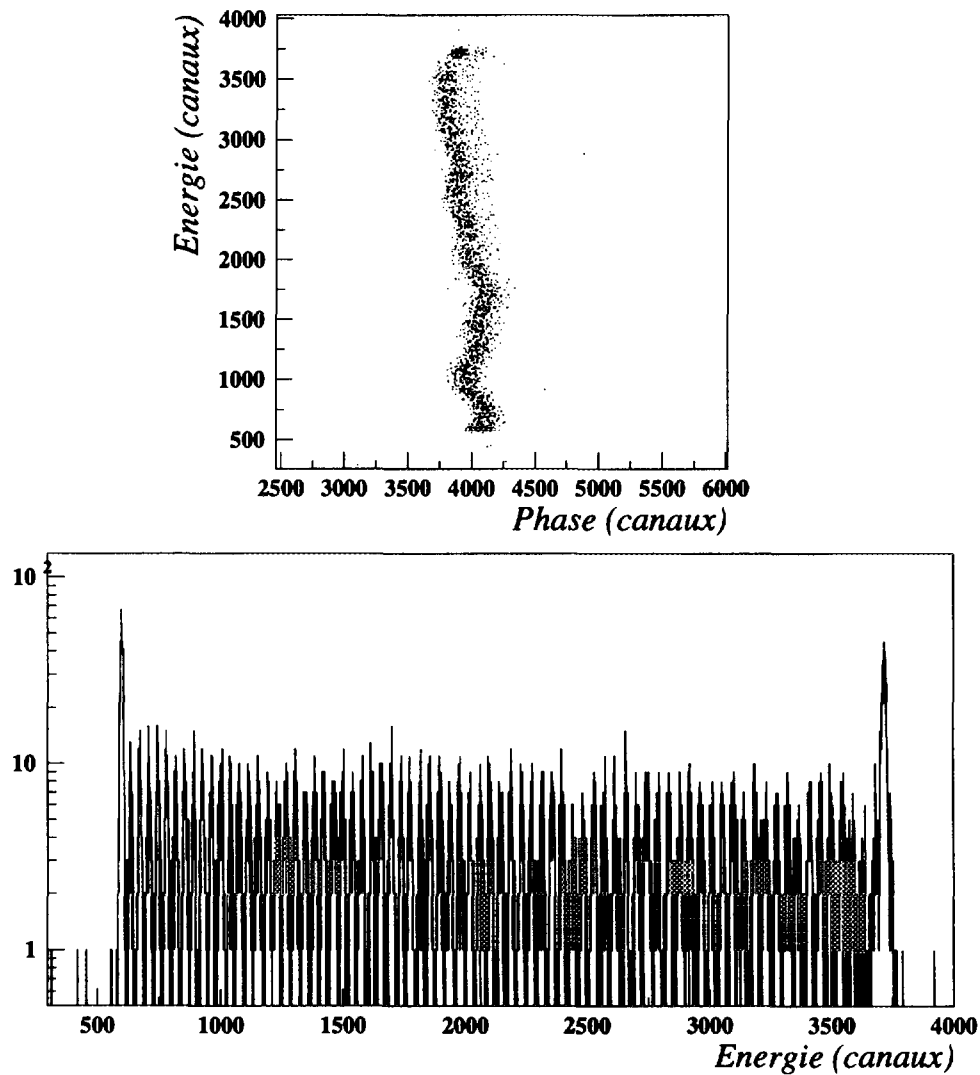


Figure III.17: Spectre “Energie - Phase” (a) et sa projection sur l’axe “Energie” (b) obtenus après avoir apporté des petites corrections sur le champ magnétique du cyclotron pour améliorer l’isochronisme, et optimisé les réglages de l’injection pour minimiser les effets dûs à la précession. Les différentes orbites interceptées dans le détecteur silicium au fur et à mesure de l’excursion en rayon de la sonde sont à présent parfaitement séparées et visibles. L’isochronisme est satisfaisant.

Chapitre IV

Méthode de mesure de masses d'ions secondaires avec CSS2

Cette méthode originale de mesure de masses utilisant un cyclotron est spécifique au GANIL, contrairement à la technique utilisant le spectromètre SPEG décrite précédemment. Elle a donné lieu à une série d'expériences préliminaires [Aug94], visant à tester la faisabilité de telles mesures de masses et à en optimiser la procédure, à estimer la résolution qu'il était possible d'atteindre avec des faisceaux d'ions secondaires légers, à mettre au point différents systèmes de détection, avant d'être finalement utilisée lors de l'expérience de mesure de masses d'ions secondaires isobares $A = 100$ au voisinage de l' ^{100}Sn . Dans ce chapitre, nous allons donc tout d'abord décrire le principe de cette méthode, puis présenter les différents tests effectués avec des noyaux légers, et enfin nous donnerons les résultats d'une expérience-test dont l'objectif était de mesurer l'acceptance de CSS2 et la transmission d'un faisceau secondaire.

IV.1 Principe de la méthode

Les faisceaux du GANIL sont d'abord accélérés dans le premier cyclotron CSS1, avant de subir une deuxième accélération dans CSS2, et ces deux cyclotrons sont couplés. Un éplucheur d'ions est situé entre les deux cyclotrons pour augmenter leur état de charge, sinon la deuxième accélération ne pourrait avoir lieu. Le rendement de cet éplucheur est bien sûr plus petit que 1 puisque, à la sortie de cet éplucheur, les ions sont répartis sur une distribution d'états de charge centrée sur le plus probable que l'on veut généralement accélérer. Les ions ayant un état de charge qui ne correspond pas à celui du réglage désiré ne sont pas dans l'acceptance du cyclotron, et ne peuvent donc pas être accélérés, d'où une perte dans le nombre d'ions injectés par rapport au nombre d'ions provenant de CSS1.

Cette perte, négligeable dans le cas de faisceaux légers, peut atteindre 90 % pour les ions les plus lourds, car le nombre d'états de charges voisins à la sortie de l'éplucheur peut être très élevé.

Lorsque le GANIL fonctionne normalement, les ions accélérés par CSS1 rencontrent donc, avant d'être injectés et accélérés dans CSS2, une mince feuille de carbone dans laquelle ils sont épluchés de quelques électrons. L'état de charge des ions est augmenté d'un facteur 2.5 en moyenne. Si l'on remplace cet éplucheur par une cible beaucoup plus épaisse, des ions secondaires peuvent être produits par réactions nucléaires à l'intérieur de cette cible. Ensuite, ces ions secondaires peuvent être accélérés dans le deuxième cyclotron, qui est utilisé comme un spectromètre de haute résolution.

Le principe de cette méthode n'est pas fondamentalement différent du principe de celle utilisant le spectromètre SPEG, à savoir qu'il s'agit toujours d'une méthode directe reposant sur la mesure d'un temps de vol.

IV.1.1 Relation entre les vitesses

Les ions de masse $m = \gamma m_o$, et de charge q , qui sont accélérés de manière isochrone, doivent obéir à la relation fondamentale du cyclotron, provenant directement de l'équation III.1 :

$$\frac{B}{\omega_{cyclo}} = \frac{B\rho}{v} = \frac{m}{q} = \frac{\gamma m_o}{q} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \frac{m_o}{q} \quad (\text{IV.1})$$

avec

$$\omega_{cyclo} = 2\pi f_{cyclo} = \frac{v}{\rho} = \frac{\beta c}{\rho} = \frac{\omega_{HF}}{h} \quad (\text{IV.2})$$

et

$$f_{HF} = h f_{cyclo} \quad (\text{IV.3})$$

et où f_{HF} est la radio-fréquence appliquée aux cavités accélératrices, B est le champ magnétique moyen le long de l'orbite des ions, h est l'harmonique HF soit le nombre de cycles HF par tour, et c est la célérité de la lumière. Il faut ensuite considérer que les cyclotrons du GANIL sont couplés, et ceci impose que les radio-fréquences de CO, CSS1 et CSS2 soient les mêmes, et notamment :

$$f_{HF1} = f_{HF2} \quad (\text{IV.4})$$

Cette contrainte sur f_{HF} conduit à la relation suivante :

$$\frac{h_2}{h_1} = \frac{m_2/q_2}{m_1/q_1} \frac{B_1}{B_2} = \frac{\rho_2 v_1}{\rho_1 v_2} \quad (\text{IV.5})$$

où ρ_1 et ρ_2 sont les rayons, v_1 et v_2 les vitesses, respectivement d'éjection de CSS1 et d'injection dans CSS2, et h_1 et h_2 sont les harmoniques des deux cyclotrons. D'autre part, la construction mécanique de C0, CSS1 et CSS2 impose :

$$h_1 = 5 \quad (\text{IV.6})$$

et

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{2}{5} \quad (\text{IV.7})$$

conduisant alors à la relation finale entre les vitesses :

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{h_2} \quad (\text{IV.8})$$

Lorsque le cyclotron CSS2 est utilisé normalement, pour augmenter l'énergie du faisceau provenant de CSS1 avant de le délivrer dans les salles d'expériences, le rapport entre les vitesses d'éjection de CSS1 et d'injection dans CSS2 est nécessairement égal à 1, puisque le passage des ions du faisceau primaire au travers de l'éplucheur ne change pas leur vitesse. La petite perte d'énergie est en effet compensée par une tension statique sur la cible d'épluchage. Il sort alors de l'équation IV.8 que l'harmonique du cyclotron CSS2 fonctionnant en mode standard doit être :

$$h_2 = 2 \quad (\text{IV.9})$$

Au contraire, dans le cas où CSS2 est utilisé pour les mesures de masses, la production des faisceaux secondaires par réactions nucléaires dans la cible située entre les deux cyclotrons s'accompagne nécessairement d'une perte de vitesse des ions à injecter dans CSS2. Il est alors possible de trouver plusieurs solutions pour h_2 (voir l'équation IV.8), pouvant satisfaire la condition :

$$v_2 \leq v_1 \quad (\text{IV.10})$$

Ces autres valeurs de l'harmonique h_2 , entières et supérieures à 2, pour lesquelles CSS2 peut accélérer des faisceaux secondaires, constituent un ensemble de "nombres magiques" pour les vitesses v_2 et v_1 :

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{3}, \frac{2}{4}, \frac{2}{5} \dots \quad (\text{IV.11})$$

La cible joue un rôle important, d'une part bien sûr pour produire les ions secondaires, par exemple par un processus de fusion-évaporation, et d'autre part, pour ralentir ces produits à la vitesse appropriée selon le rapport v_2/v_1 choisi, afin d'être correctement injectés dans le cyclotron.

IV.1.2 Accélération des ions secondaires dans CSS2

La méthode de mesure de masses consiste à accélérer des ions isobares dans le cyclotron, et à mesurer leurs différences de temps de vol. Soient deux noyaux de masses légèrement différentes : m et $m + \delta m$, dont l'une est inconnue et l'autre constitue une référence. Au cours du processus d'accélération, le plus lourd des deux noyaux prend, à chaque tour qu'il effectue dans le cyclotron, un peu plus de retard sur le plus léger. Pour une différence de masses δm suffisamment petite, la différence de temps de vol est proportionnelle à la différence de masses :

$$\frac{\delta t}{t} = \frac{\delta m}{m} = \frac{\delta m_o}{m_o} \quad (\text{IV.12})$$

Après N_T tours dans le cyclotron à l'harmonique h , le temps de vol total t et la phase totale ϕ sont donnés par :

$$t = T_{HF} h N_T \quad (\text{IV.13})$$

et

$$\phi = 360^\circ h N_T \quad (\text{IV.14})$$

Pour que la précision sur la mesure de masse soit bonne, il faut que les ions effectuent un assez grand nombre de tours à l'intérieur du cyclotron, de l'ordre de la centaine de tours. En effet, à titre d'exemple, pour des ions effectuant $N_T = 100$ tours à l'harmonique $h_2 = 5$ avec une période $T_{HF} = 120$ ns, le temps de vol total est de l'ordre de $t \approx 60 \mu\text{s}$. Sachant qu'une résolution sur ce temps de $\delta t \approx 300$ ps peut raisonnablement être atteinte, la résolution en masse est typiquement de l'ordre de :

$$\frac{\delta m}{m} = \frac{\delta t}{t} \approx 5 \times 10^{-6}.$$

Il faut également que la largeur en phase des paquets soit la plus petite possible, de l'ordre de quelques degrés de phase HF seulement. D'après les équations IV.13 et IV.14, la différence de phases $\delta\phi$ est reliée à la différence de temps de vol par :

$$\delta\phi = \delta t \left(\frac{360^\circ}{T_{HF}} \right) \quad (\text{IV.15})$$

Pour des noyaux ayant des rapports m_o/q suffisamment proches, l'équation IV.12 entre δm et δt constitue la base de la procédure d'étalonnage. S'ils sont accélérés simultanément, alors l'équation IV.12 permet de déterminer précisément la masse inconnue $m + \delta m$ à partir de la masse de référence m , si le nombre de tours N_T ou le temps de vol total t sont connus. Si ce n'est pas le cas, l'étalonnage peut toutefois être obtenu si plus d'une masse de référence sont simultanément accélérées avec la masse inconnue. Dans ce cas où les noyaux sont accélérés simultanément, subissant donc le même champ magnétique le long de leur parcours dans le cyclotron, et sont injectés avec la même phase initiale, la précision de la mesure peut être meilleure que 10^{-6} , précision que nous avons mesurée lors d'une expérience-test avec des ions légers [Aug94]).

Cependant, l'acceptance du cyclotron CSS2 pour l'accélération simultanée de différentes espèces d'ions est de l'ordre de quelques 10^{-4} . En conséquence, si la différence relative des rapports m_o/q des deux noyaux est plus grande que quelques 10^{-4} , ils ne pourront pas être accélérés simultanément dans CSS2 avec le même champ magnétique B . C'est en effet le cas pour la plupart des ions légers, et il est alors nécessaire de procéder à un changement de champ magnétique proportionnellement à la différence relative entre les rapports m_o/q . L'étalonnage du temps de vol, ou de la phase, en fonction du champ magnétique s'obtient alors en mesurant les variations de phase d'un même noyau lorsque l'on applique de petits changements de champ magnétique. Un changement δB dans le champ magnétique a pour effet d'amener le noyau de masse $m + \delta m$ à la même phase que celle du noyau de masse m au champ magnétique B , s'ils suivent les mêmes trajectoires. Les variations de champ magnétique sont directement reliées aux différences de masses entre les noyaux. En effet, d'après l'équation IV.1 on voit que si les deux noyaux ont les mêmes trajectoires et effectuent le même nombre de tours N_T dans CSS2, on a alors, à fréquence constante :

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{\delta m_o}{m_o} = \frac{\delta m}{m} = \frac{\delta t}{t} = \frac{\delta \phi}{\phi} \quad (\text{IV.16})$$

car le facteur relativiste γ est identique pour les deux noyaux.

Malheureusement dans la pratique, la méthode consistant à varier le champ magnétique, pour effectuer des mesures de masses de noyaux ne pouvant être accélérés simultanément, s'avère être peu fiable et surtout pas suffisamment précise. En effet, la précision sur la mesure du champ magnétique n'est que de l'ordre de 10^{-4} et correspond, pour une accélération sur quelques centaines de tours et sur un rang d'harmonique élevé, à une incertitude de plusieurs degrés sur la phase. Ainsi, en comparant les différentes phases mesurées avec différents champs magnétiques, on s'aperçoit que la relation linéaire simple IV.16 n'est

pas rigoureusement satisfaite. Les changements de champ magnétique induisent des non-uniformités relativement importantes, qui résultent dans de grandes variations de phase, et donc limitent la précision de la mesure de masses.

Une autre méthode consiste à varier la radio-fréquence, mais cela implique que γ n'est plus le même pour les deux noyaux de masses différentes. Compte tenu des équations IV.2 et III.1, on a alors :

$$\frac{\delta\omega}{\delta\beta} = \frac{c}{\rho} \quad (\text{IV.17})$$

et

$$\frac{\delta m_o}{\delta\beta} = -\frac{qB\rho}{c} \frac{1}{\beta^2} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{IV.18})$$

d'où :

$$\frac{\delta m_o}{\delta\omega} = \frac{\delta m_o}{\delta\beta} \frac{\delta\beta}{\delta\omega} = -\frac{qB}{\omega^2} \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad (\text{IV.19})$$

et finalement, en remplaçant m_o par son expression donnée par l'équation III.1, on trouve :

$$\frac{\delta m_o}{m_o} = -\gamma^2 \frac{\delta\omega}{\omega} = -\gamma^2 \frac{\delta f}{f} = \frac{\delta t}{t} = \frac{\delta\phi}{\phi} \quad (\text{IV.20})$$

Il faut donc tenir compte du facteur γ^2 au moment de faire le changement de fréquence correspondant à la différence de masses souhaitée. Cependant, le gros désavantage de cette méthode, mis à part celui d'être une opération relativement longue, tient au fait que l'on perd la phase initiale des ions injectés.

Nous allons à présent rendre compte des mesures-tests réalisées avec des noyaux légers, qui nous ont permis de mettre au point la méthode et d'arriver à ces conclusions.

IV.2 Résultats de mesures-tests effectuées avec des noyaux légers

IV.2.1 Détection des faisceaux secondaires

Lors de ces expériences préliminaires visant à tester la méthode avec des noyaux légers : de rapport $A/q = 3$, nous voulions mesurer le temps de vol total t des ions, entre un détecteur *start* à galettes de microcanaux situé à l'entrée du cyclotron, et un détecteur

plastique *stop* monté sur la sonde radiale. La mesure du temps de vol total t se justifie en effet si l'on veut vérifier que les différents noyaux ont exécuté le même nombre de tours N_T dans le cyclotron. Cependant, dans la pratique, ce détecteur *start* présentait l'inconvénient de changer l'état de charge des ions secondaires dans la feuille mince de mylar aluminisé ($60 \mu\text{g}/\text{cm}^2 + 20 \mu\text{g}/\text{cm}^2$), servant à l'émission d'électrons secondaires. En conséquence, les valeurs de m/q ainsi modifiées ne pouvaient être accélérées dans le cyclotron CSS2.

Les ions secondaires étaient donc détectés, après accélération à l'intérieur de CSS2, dans un scintillateur plastique (Pilot U) monté en tête de la sonde radiale, et connecté à un photomultiplicateur situé à l'extérieur du cyclotron, par l'intermédiaire d'un guide de lumière suivi d'un faisceau de fibres optiques de 10 m de long. Ce détecteur plastique présentait le double avantage de n'avoir aucune zone morte, et de fournir un signal temps très rapide pour la mesure du temps de vol des ions par rapport au signal HF du cyclotron. En revanche, la résolution en énergie assez limitée d'un tel détecteur ne permettait pas une très bonne identification en Z , mais fournissait toutefois pour ces noyaux légers des informations très utiles.

IV.2.2 Mesure de masses avec des sauts de champ magnétique

Pour ces mesures, nous avons utilisé un faisceau primaire d' $^{15}\text{N}^{4+}$, accéléré par CSS1 à l'énergie maximale disponible de 13.74 MeV/nucléon, et bombardant, avec une intensité de $2.4 \mu\text{Ae}$, une cible tournante et refroidie de $132 \text{ mg}/\text{cm}^2$ de tantale. Une grande variété de produits de réaction, isotopes de carbone, de bore, de beryllium, de lithium et d'hélium, étaient identifiés dans un télescope de détecteurs silicium, situé après le dipôle d'analyse de la ligne L2. La radio-fréquence $f = 13.45 \text{ MHz}$ était appliquée aux cavités accélératrices.

Les réglages du cyclotron CSS2 ont été réalisés avec le faisceau primaire d' $^{15}\text{N}^{5+}$ relativement intense, avant d'injecter et d'accélérer les ions ayant un rapport $A/q = 3$, produits et ralentis dans la cible de tantale à la vitesse $v_2 = v_1/2$ ($h_2 = 4$) : $^{15}\text{N}^{5+}$, $^{12}\text{B}^{4+}$, $^{12}\text{Be}^{4+}$, $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$.

Le Tableau IV.1 présente les différences relatives de masse/charge des différents ions de $A/q = 3$, calculées avec les excès de masse atomique de la table d'Audi et Wapstra [Aud95] par rapport à l' $^{15}\text{N}^{5+}$, de la manière suivante :

$$\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q} = \frac{m_o/q(\frac{A}{Z}X^{q+}) - m_o/q(^{15}\text{N}^{5+})}{m_o/q(^{15}\text{N}^{5+})} \quad (\text{IV.21})$$

$A X^{q+}$	Z	ΔM (MeV) [Aud95]	$\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}$
$^{15}\text{N}^{5+}$	7	0.101438 ± 0.000001	$0.00000000 \pm 0.00000000$
$^{12}\text{C}^{4+}$	6	0.	$-0.00000733 \pm 0.00000000$
$^{12}\text{B}^{4+}$	5	13.3689 ± 0.0014	$0.00118899 \pm 0.00000012$
$^{12}\text{Be}^{4+}$	4	25.076 ± 0.015	$0.00223672 \pm 0.00000134$
$^9\text{Li}^{3+}$	3	24.9539 ± 0.0019	$0.00296986 \pm 0.00000023$
$^6\text{He}^{2+}$	2	17.5941 ± 0.0010	$0.00314140 \pm 0.00000018$

Tableau IV.1: Différences relatives des rapports m_o/q des ions de $A/q = 3$, calculées par rapport à $^{15}\text{N}^{5+}$, avec les excès de masse atomique [Aud95] et leurs incertitudes.

Les différences relatives des rapports m_o/q de la plupart de ces différents ions de $A/q = 3$ sont de l'ordre de quelques 10^{-3} , et en conséquence ils ne peuvent pas être accélérés simultanément dans CSS2 avec le même champ magnétique B . Seule la différence relative de m_o/q entre les ions $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$, égale à 1.71005×10^{-4} , est suffisamment petite pour permettre l'accélération simultanée de ces ions.

Dans le cas de ces ions $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$, nous avons donc pu mesurer simultanément leurs phases, ou leurs temps de vol, d'arrivée dans le détecteur plastique situé à un rayon de 3 m, avec le même champ magnétique, la même phase initiale et la même fréquence. Nous avons ensuite calculé la différence de masses correspondante, d'après l'équation IV.16, qui a été étalonnée en variant le champ magnétique, et nous avons obtenu une résolution en masse de $\sigma = 5 \times 10^{-6}$ et une précision, dépendant de la statistique, de $\sigma/\sqrt{N} \approx 8 \times 10^{-7}$. La différence relative de masse/charge ainsi mesurée 1.71014×10^{-4} est en excellent accord avec la valeur calculée à partir de la table de masses.

Dans le cas de tous les autres ions, nous avons dû effectuer un saut en champ magnétique $\delta B/B$, correspondant à la différence relative de m_o/q par rapport à $^{15}\text{N}^{5+}$, de manière à pouvoir accélérer, successivement, les ions $^{12}\text{B}^{4+}$, $^{12}\text{Be}^{4+}$, $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$ jusqu'au détecteur plastique, avec une phase similaire à celle du faisceau primaire d' $^{15}\text{N}^{5+}$ avant les changements de champ magnétique. Au cours de cette procédure, nous n'avons pas réajusté

$A X^{q+}$	$\left(\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}\right)_{exp} = \frac{\delta B}{B}$ (10^{-4})	$\left(\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}\right)_{table}$ (10^{-4})	$\delta_{exp} - \delta_{table}$
$^{12}\text{B}^{4+}$	12.166	11.8899	2.7×10^{-5}
$^{12}\text{Be}^{4+}$	22.748	22.3672	3.8×10^{-5}
$^9\text{Li}^{3+}$	30.2306	29.6986	5.3×10^{-5}
$^6\text{He}^{2+}$	31.9408	31.4140	5.3×10^{-5}

Tableau IV.2: Comparaison entre les différences relatives, mesurées et tabulées, des rapports m_o/q des ions de $A/q = 3$ calculées par rapport à $^{15}\text{N}^{5+}$.

le courant dans les “trim coils”, ni revérifié l’isochronisme. De la même manière que précédemment, nous avons pu extraire les différences de masses relatives de ces ions, qui sont présentées dans le Tableau IV.2. La dernière colonne montre l’écart entre les différences relatives de masse/charge mesurées et tabulées qui, dans ce cas où les ions ne sont pas accélérés simultanément, semblent n’être en accord qu’à environ 10^{-5} près, l’écart étant d’autant plus grand que les différences de masses relatives sont grandes. La raison de ces écarts relativement importants, qui est maintenant bien comprise, sera discutée dans la conclusion de ces mesures-tests.

IV.2.3 Mesure de masses avec des variations de fréquence

Pour ces mesures, nous avons utilisé un faisceau primaire de $^{12}\text{C}^{3+}$ accéléré par CSS1 à l’énergie maximale disponible de 13.74 MeV/nucléon, et bombardant, avec une intensité de 400 nAe, la cible de tantale. La même radio-fréquence $f = 13.45$ MHz était appliquée aux cavités accélératrices.

Les réglages du cyclotron CSS2 ont été réalisés avec le faisceau primaire de $^{12}\text{C}^{4+}$ ralenti à la vitesse $v_2 = \frac{2}{3}v_1$ ($h_2 = 3$), avant d’injecter et d’accélérer les ions de rapport $A/q = 3$, produits et ralentis à la bonne vitesse dans la cible de tantale : $^{12}\text{C}^{4+}$, $^{12}\text{B}^{4+}$, $^{12}\text{Be}^{4+}$, $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$.

Cette fois-ci, l’objectif de ces mesures était d’accélérer, de manière successive, ces ions

secondaires dans CSS2, non plus en effectuant des changements de champ magnétique, mais des variations de fréquence, qui étaient automatiquement accompagnées d'une variation correspondante du champ magnétique des cyclotrons C0 et CSS1 couplés à CSS2.

Les variations de fréquence sont en fait assez longues, et en pratique seule l'augmentation de la fréquence peut être effectuée en une période de temps raisonnable pour des raisons pratiques. D'autre part, d'après l'équation IV.20, une augmentation en fréquence correspond à une diminution en m_o/q . Or, malheureusement, les ions de $A/q = 3$ que nous voulions accélérer avaient des valeurs de m_o/q plus grandes que le rapport m_o/q du faisceau primaire de $^{12}\text{C}^{4+}$. C'est pour cette raison que nous avons dû combiner des variations successives de fréquence et de champ magnétique.

Nous avons donc tout d'abord augmenté le champ magnétique de 3.14808×10^{-3} , correspondant à la différence relative de m_o/q entre les ions $^{12}\text{C}^{4+}$ et $^6\text{He}^{2+}$, en gardant la fréquence constante, de façon à accélérer les ions $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$ simultanément. Les phases de ces ions ont ensuite été mesurées, avec le détecteur plastique au rayon 3 m, en fonction de la fréquence. Les différences relatives de masse/charge entre les ions $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$ qui ont ainsi pu être déterminées, pour chaque valeur de la fréquence, sont en accord avec la valeur tabulée à 6×10^{-7} près. Encore une fois, on peut voir que dans le cas où les noyaux sont accélérés simultanément avec le même champ magnétique et la même fréquence, une très bonne précision est obtenue.

IV.2.4 Interprétation et conclusions de ces mesures-tests

Lors du deuxième test, avec le faisceau primaire de $^{12}\text{C}^{4+}$ ralenti, nous avons également déterminé la variation de la phase en fonction du rayon, pour certains des ions secondaires de $A/q = 3$ accélérés dans CSS2 ($^9\text{Li}^{3+}$, $^6\text{He}^{2+}$ et $^{12}\text{Be}^{4+}$), en mesurant leurs phases pour différentes positions radiales de la sonde. Le champ magnétique principal avait été changé pour passer du $^{12}\text{C}^{4+}$ aux ions secondaires $^9\text{Li}^{3+}$ et $^6\text{He}^{2+}$ sans réajuster le courant dans les "trim coils". Ces mesures nous ont permis de constater qu'un bon isochronisme obtenu avec le faisceau primaire ne résultait pas dans un bon isochronisme pour les ions secondaires après un saut en champ. Les variations de phase, notamment au départ de la trajectoire, étaient étonnamment grandes : 57° pour $^6\text{He}^{2+}$ et 77° pour $^9\text{Li}^{3+}$, sachant qu'une période HF est définie comme une variation de phase de 360° , et qu'un déphasage supérieur à 90° résulte dans la décélération et donc la perte du faisceau.

La cause des ces déviations de phase importantes est de nature magnétique. En effet, un changement de champ magnétique d'environ 3×10^{-3} est relativement grand et ne s'établit pas uniformément à l'intérieur de CSS2. Ainsi, à cause de phénomènes de saturation, quand le courant dans la bobine principale augmente, le champ devient plus intense aux faibles rayons et, au contraire, moins intense aux grands rayons. Pour retrouver des orbites isochrones, après avoir effectué un changement relativement grand sur le champ principal, il est donc impératif de réajuster le courant dans les "trim coils" pour corriger ces non-uniformités. Les variations de phase observées, d'abord vers les phases négatives, correspondant à champ trop intense, puis vers les phases positives, correspondant à un champ plus faible, à mesure que le rayon augmente peuvent donc être comprises en termes d'une mauvaise loi de variation du champ en fonction du rayon.

Il est donc clair, après ces considérations, que la comparaison des phases finales de différents ions, même si leur phase initiale est la même, obtenues après avoir effectué un assez grand saut en champ, sans appliquer de corrections sur le courant dans les "trim coils", ne peut pas fournir une détermination précise des différences de masses de ces ions, en utilisant simplement la relation linéaire IV.16. En revanche, une très bonne précision dans la mesure de la différence de masses entre deux ions, ou en fait la mesure d'une des masses si l'autre est prise comme référence, peut être obtenue si ceux-ci sont accélérés simultanément avec la même phase initiale et le même champ magnétique, même non-uniforme.

IV.3 Mesure de l'acceptance de CSS2 et de la transmission d'un faisceau secondaire

Une autre expérience-test a également permis de mesurer l'acceptance du cyclotron CSS2, et la transmission d'un faisceau secondaire [Lhu93]. Il s'agissait en fait d'un faisceau ralenti, c'est-à-dire d'un faisceau beaucoup plus large que le faisceau primaire incident, à cause principalement du straggling angulaire dû aux diffusions coulombiennes sur les noyaux de la cible. L'utilisation d'un tel faisceau ralenti permet ainsi de simuler un faisceau secondaire. Une optique nominale appropriée de la ligne d'injection L2 a nécessairement été calculée pour permettre la conduite d'un tel faisceau "secondaire", de la cible à l'entrée du cyclotron, avec une transmission optimale.

Un faisceau primaire de $^{13}\text{C}^{3+}$ (9.14 MeV/nucléon) était ralenti dans une cible de car-

bone d'épaisseur $e = 30 \text{ mg/cm}^2$, dont l'angle d'inclinaison a été optimisé, donnant à la sortie un faisceau "secondaire" relativement intense d'ions $^{13}\text{C}^{6+}$ totalement épluchés. Un straggling angulaire de $\pm 12 \text{ mrad}$ a été calculé, et une intensité de 300 nAe a été mesurée pour le faisceau primaire dans une cage de Faraday, située entre la sortie de CSS1 et la cible.

Dans un premier temps, la ligne L2 et les éléments d'injection ont été réglés aux valeurs nominales de l'optique correspondant au faisceau primaire. Ce réglage de départ ne devait en principe pas être trop éloigné du réglage optimal pour le faisceau "secondaire", et fournissait une mesure de référence de l'intensité du faisceau, permettant par la suite de calculer un taux de transmission du faisceau "secondaire" de large émittance. L'intensité du faisceau "secondaire" était mesurée dans une cage de Faraday, située juste à l'entrée du cyclotron CSS2. Nous avons vérifié que le faisceau remplissait toute l'acceptance de la ligne avant d'être injecté dans le cyclotron.

Le principe de la mesure de l'acceptance consiste à varier trois paramètres de l'émittance, de manière indépendante, à l'aide des jeux de fentes de la ligne L2, et à mesurer l'intensité du faisceau après l'injection, jusqu'à observer une saturation. Cette saturation signifie en effet que l'acceptance du cyclotron est remplie. Nous disposons des fentes d'émittance angulaire 55 horizontales (θ) et verticales (φ), situées 1.2 m après la cible, et des fentes de dispersion en moment 62 horizontales ($\delta p/p$), situées après le dipôle d'analyse de la ligne d'injection. La mesure de l'intensité du faisceau à l'intérieur du cyclotron était réalisée à l'aide des deux sondes standard SDRB et SDRC, situées respectivement avant et après l'inflecteur électrostatique (voir la Figure III.13). La mesure de l'intensité des courants I_{SDRB} et I_{SDRC} était donc effectuée en ouvrant progressivement une seule paire de fentes. La différence entre les deux courants représente la perte d'intensité du faisceau au passage de l'inflecteur. Lorsque les fentes sont encore peu ouvertes, on observe que la réponse en intensité est linéaire, et l'intersection de cette droite avec la ligne de saturation permet de déterminer l'acceptance du cyclotron pour le paramètre considéré. Le passage au régime saturé n'apparaît pas brusquement après la progression linéaire, mais après une transition de forme quadratique, qui résulte des corrélations existant entre les variables de l'espace des phases. L'erreur systématique sur ces mesures, introduite en déterminant l'acceptance par l'intersection des deux parties linéaires, est de l'ordre de 10 %. En effet, en ouvrant les fentes, on intègre le volume de l'émittance le long d'un axe particulier, et en ne considérant que les parties linéaires des courbes cela revient à intégrer sur un rectangle, alors que l'émittance du faisceau a plutôt la forme d'une ellipse. Cette erreur est comparable à l'erreur de $\sqrt{(\pi/4)}$ qui est faite en prenant en première approximation la surface

Acceptances	Optique nominale	Nouvelle optique
$\delta\theta$ (mrad)	± 5.0	± 5.4
$\delta\varphi$ (mrad)	± 6.4	± 10.0
$\delta p/p$ (%)	± 0.8	± 0.7

Tableau IV.3: *Acceptances maximales de CSS2 en angle $\delta\theta$, et $\delta\varphi$ et en moment $\delta p/p$, mesurées avec le faisceau de ^{13}C ralenti, avec l'optique nominale et la nouvelle optique.*

d'un carré au lieu de celle du cercle inscrit dans ce carré, soit une erreur d'environ 10 %. Une nouvelle optique optimisée pour un faisceau de plus large émittance à l'aide du code TRANSPORT [Bro80] a également été testée. Ce nouveau réglage a permis d'améliorer un peu l'acceptance en φ , mais n'est presque pas sensible pour les deux autres paramètres.

En conclusion, les acceptances maximales de CSS2 en angle $\delta\theta$ et $\delta\varphi$, et en moment $\delta p/p$, mesurées avec le faisceau de ^{13}C ralenti, avec l'optique nominale et la nouvelle optique, sont résumées dans le Tableau IV.3. En fait, les acceptances ont été obtenues à partir des valeurs des ouvertures des fentes à l'intersection des droites, de la manière suivante :

$$\delta\theta = \frac{\text{ouverture fentes 55 horizontales (mm)}}{\text{distance fentes-cible (m)}}$$

$$\delta\varphi = \frac{\text{ouverture fentes 55 verticales (mm)}}{\text{distance fentes-cible (m)}}$$

$$\delta = \frac{\delta p}{p} = \frac{\text{ouverture fentes 62 horizontales (mm)}}{\text{ouverture par \% de l'injection (mm/\%)}}$$

Ces acceptances sont en bon accord avec les valeurs attendues, et prouvent que CSS2 a une acceptance relativement grande.

Un taux de transmission totale du faisceau de 1.8 % a pu être estimé, à partir des intensités mesurées avant la cible et sur la sonde SDRC après que le faisceau ait effectué la première orbite. Cette valeur est 40 % plus faible que la transmission calculée en prenant en compte le straggling angulaire et le straggling en énergie dans la cible, ce qui est un accord relativement satisfaisant, compte tenu des incertitudes expérimentales. Le canal d'injection semblerait être la principale source de limitation, et pourrait introduire un couplage au niveau des coupures dans les acceptances en θ et δ . La transmission totale d'un faisceau entre la cible et le cyclotron CSS2 peut toutefois être très différente d'une

expérience à l'autre. Cette transmission est de l'ordre de 10^{-2} à 10^{-4} , et dépend fortement de l'homogénéité de la cible, du type de réaction considéré et du nombre d'états de charge.

Chapitre V

Calculs de simulation des trajectoires des ions dans un cyclotron

Dans ce chapitre, nous expliquons les calculs de simulation des trajectoires des ions dans un cyclotron, que nous avons développés, d'une part, pour préparer ces expériences de mesures de masses avec CSS2 et, d'autre part, pour nous aider à leur interprétation.

V.1 Simulation simple

Nous avons, dans un premier temps, simulé de manière très simple l'accélération des ions dans un cyclotron isochrone, à partir des relations déjà vues précédemment, mais sans tenir compte de la géométrie réelle de CSS2.

On considère des ions $^AX^{q+}$ "injectés" dans le cyclotron au rayon r_i , avec une phase à l'origine ϕ_o , et une rigidité magnétique $B\rho$ correspondant à une énergie d'injection :

$$E_i = \sqrt{(q \cdot B\rho \cdot c)^2 + (m_o c^2)^2} - m_o c^2 \quad (\text{V.1})$$

soit à une vitesse d'injection v_i :

$$v_i = \beta_i c \quad (\text{V.2})$$

avec

$$\beta_i = \frac{1}{\sqrt{\left(\frac{m_o c^2}{q \cdot B\rho \cdot c}\right)^2 + 1}} \quad (\text{V.3})$$

où c est la célérité de la lumière, et $m_o c^2 = A \times u_{ma} + \Delta M$ l'énergie de masse au repos des ions, en négligeant l'énergie de masse des électrons.

A chaque tour complet effectué dans le cyclotron, sont calculés :

- l'énergie
- la phase
- le rayon

des ions jusqu'à ce qu'ils soient détectés au rayon final r_f , de la manière suivante :

↪ le gain d'énergie par tour pour deux cavités accélératrices, d'après l'équation III.5, est :

$$\delta E_n = \frac{q}{A} V_{max} \left[\sin \left(\frac{h\alpha}{2} + \phi_n \right) - \sin \left(-\frac{h\alpha}{2} + \phi_n \right) \right] \quad (V.4)$$

d'où l'énergie au tour $n + 1$:

$$E_{n+1} = E_n + \delta E_n \quad (V.5)$$

et la vitesse :

$$\beta_{n+1} = \frac{1}{\sqrt{\frac{(m_0 c^2)^2}{(E_{n+1} + m_0 c^2)^2 - (m_0 c^2)^2} + 1}} \quad (V.6)$$

↪ la variation de phase par tour, d'après les équations IV.14 et IV.16, est :

$$\delta \phi_n = 360^\circ h \frac{\delta B}{B} \quad (V.7)$$

soit la phase au tour $n + 1$:

$$\phi_{n+1} = \phi_n + \delta \phi_n \quad (V.8)$$

sachant que pour :

$$\frac{\delta B}{B} = \frac{\delta(m_0/q)}{(m_0/q)} = 0$$

le cyclotron est isochrone, c'est-à-dire

$$\phi_{n+1} = \phi_n = \text{constante}$$

↪ l'augmentation du rayon par tour étant due à l'augmentation de vitesse, le rayon au tour $n + 1$ est :

$$r_{n+1} = r_i \cdot \frac{\beta_{n+1}}{\beta_i} \quad (V.9)$$

Le calcul du rayon de cette manière est correct, car l'augmentation de la masse $m = \gamma m_0$ n'est pas prise en compte, ni la variation du champ magnétique B avec γ , donnée par l'équation III.4, qui est introduite pour justement compenser l'augmentation de la masse des particules.

Enfin, les tests suivants mettent fin au calcul :

- ▷ s'il y a rebroussement des ions : $r_{n+1} \leq r_n$,
- ▷ si les ions sont interceptés dans le détecteur : $r_f - 1 \text{ cm} < r_{n+1} < r_f + 1 \text{ cm}$.

Dans cette simulation simple, appelée NTOURPHI, les paquets d'ions ne sont pas vraiment pris en compte, mais sont remplacés par une largeur en phase totale $\Delta\phi_o$ autour de ϕ_o donnée au départ, et le calcul est effectué pour les phases comprises entre $\phi_o - \frac{\Delta\phi_o}{2}$ et $\phi_o + \frac{\Delta\phi_o}{2}$. Pour un réglage isochrone, cette largeur est conservée.

V.2 Simulation réaliste

Cette simulation simple ne considère que l'espace en rayon et phase en fonction de l'accélération des ions. Nous avons donc voulu, dans un deuxième temps, réaliser une simulation la plus complète possible qui tienne compte à la fois de "vrais" paquets d'ions répartis dans une émittance réaliste, de la géométrie du cyclotron CSS2 et des conditions d'injection des ions, et qui calcule correctement leurs trajectoires à l'intérieur de celui-ci. Comme dans la réalité, il y a donc deux points presque distincts à considérer : d'une part l'injection des ions, qui n'était pas du tout prise en compte dans la simulation simple, puis leur accélération. Nous avons donc couplé à un code d'accélération une matrice de transfert, correspondant au passage des ions dans la ligne L2 depuis la cible, et dans les différents éléments d'injection.

V.2.1 Paquets d'ions

Nous avons simulé un faisceau de particules par un tirage Monte-Carlo au niveau de la cible de production, pour chacune des six coordonnées $(x, \theta, y, \varphi, l, \delta)$ dans les conventions du code TRANSPORT [Bro80].

Pour chaque particule, un tirage d'un nombre aléatoire N est effectué dans une distribution gaussienne centrée en 0 et de variance σ :

$$f(N) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} e^{-\frac{N^2}{2\sigma^2}} \quad (\text{V.10})$$

puis les coordonnées initiales $(x_i, \theta_i, y_i, \varphi_i, l_i, \delta_i)$ de cette particule sont calculées à partir des dimensions $(x_o, \theta_o, y_o, \varphi_o, l_o, \delta_o)$ attribuées au faisceau au niveau de la cible, d'après les acceptances angulaires et en moment mesurées (voir le chapitre précédent) :

$$\hookrightarrow x_o = 1 \text{ mm} = \text{demi-extension horizontale}$$

$$\hookrightarrow \theta_o = 5.4 \text{ mrad} = \text{demi-divergence angulaire horizontale}$$

$$\hookrightarrow y_o = 1 \text{ mm} = \text{demi-extension verticale}$$

$$\hookrightarrow \varphi_o = 10 \text{ mrad} = \text{demi-divergence angulaire verticale}$$

$$\hookrightarrow l_o = 13 \text{ mm} = \text{demi-extension longitudinale}$$

$$\hookrightarrow \delta_o = 7 \text{ ‰} = \text{demi-dispersion en moment}$$

Les coordonnées initiales des particules sont donc distribuées aléatoirement dans cette émittance :

$$\left\{ \begin{array}{l} -x_o \leq x_i \leq x_o \\ -\theta_o \leq \theta_i \leq \theta_o \\ -y_o \leq y_i \leq y_o \\ -\varphi_o \leq \varphi_i \leq \varphi_o \\ -l_o \leq l_i \leq l_o \\ -\delta_o \leq \delta_i \leq \delta_o \end{array} \right.$$

La dimension longitudinale $l_o = 13 \text{ mm}$ du paquet de particules au niveau de la cible provient de la largeur en temps du faisceau observée expérimentalement, qui était de l'ordre de $\Delta t = \pm 1 \text{ ns}$ pour une vitesse $v \approx 1.28 \text{ cm/ns}$, d'où

$$\Delta l = v \times \Delta t = \pm 13 \text{ mm} \tag{V.11}$$

V.2.2 Transport et injection

Les coordonnées des particules à l'entrée du cyclotron $(x_e, \theta_e, y_e, \varphi_e, l_e, \delta_e)$ peuvent alors être calculées à partir de la matrice de transfert R par l'expression suivante :

$$\begin{pmatrix} x_e \\ \theta_e \\ y_e \\ \varphi_e \\ l_e \\ \delta_e \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{x}{x} & \frac{x}{\theta} & 0 & 0 & \frac{x}{l} & \frac{x}{\delta} \\ \frac{\theta}{x} & \frac{\theta}{\theta} & 0 & 0 & \frac{\theta}{l} & \frac{\theta}{\delta} \\ 0 & 0 & \frac{y}{y} & \frac{y}{\varphi} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\varphi}{y} & \frac{\varphi}{\varphi} & 0 & 0 \\ \frac{l}{x} & \frac{l}{\theta} & 0 & 0 & \frac{l}{l} & \frac{l}{\delta} \\ \frac{\delta}{x} & \frac{\delta}{\theta} & 0 & 0 & \frac{\delta}{l} & \frac{\delta}{\delta} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} x_i \\ \theta_i \\ y_i \\ \varphi_i \\ l_i \\ \delta_i \end{pmatrix}$$

où la matrice de transfert (6×6) résulte du produit de la matrice de la ligne L2 avec la matrice d'injection, et représente toutes les corrélations qui existent entre les différentes coordonnées des particules.

La matrice de transfert R_{ligne} :

$$R_{ligne} = \begin{pmatrix} 1.14293 & -1.29262 & 0 & 0 & 0 & -0.72986 \\ 0.43904 & 0.37841 & 0 & 0 & 0 & 0.18226 \\ 0 & 0 & 1.05504 & -0.87389 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.82849 & 0.26159 & 0 & 0 \\ -0.52875 & -0.04059 & 0 & 0 & 1 & 9.71165 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}$$

a été obtenue avec le code TRANSPORT [Bro80], en donnant les caractéristiques de la ligne (dipôles, quadrupôles...), et en introduisant une dépendance selon la vitesse de la longueur des paquets, effet qui peut être important dans le cas des faisceaux pulsés à basse énergie. Pour cela, la masse m_o/q des ions en unité de masse de l'électron est prise en compte.

La matrice de transfert $R_{injection}$:

$$R_{injection} = \begin{pmatrix} -0.66699 & -1.5503 & 0 & 0 & -0.015267 & -1.3271 \\ -0.28567 & -2.0875 & 0 & 0 & 0.022571 & 0.30194 \\ 0 & 0 & 0.74149 & 0.98865 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0.42076 & 1.8757 & 0 & 0 \\ 0.53238 & 3.1331 & 0 & 0 & 0.99572 & 3.7356 \\ -0.0091973 & -0.0065215 & 0 & 0 & 0.019268 & 1.0259 \end{pmatrix}$$

a été calculée par J. Fermé. Celle-ci correspond à la trajectoire dans CSS2 de la particule centrale d'un faisceau de chrome, depuis le centre du dernier élément de la ligne L2, c'est-à-dire l'aimant d'alignement L2 DC 64 HO, jusqu'à un demi-tour après l'inflecteur. Dans ce calcul la traversée de la première cavité accélératrice avant que les particules n'aient passé l'ensemble des éléments d'injection est prise en compte (voir la Figure III.2). Le cas échéant, en l'absence d'accélération, le coefficient $\left(\frac{\delta}{\delta}\right)$ serait égal à 1 comme dans la matrice R_{ligne} .

La matrice de transfert résultante s'obtient alors en calculant le produit $R = R_{injection} \times R_{ligne}$, soit :

$$R = \begin{pmatrix} -1.43489 & 0.27614 & 0 & 0 & -0.01527 & -1.27111 \\ -1.25493 & -0.42158 & 0 & 0 & 0.02257 & 0.34917 \\ 0 & 0 & 1.60139 & -0.38936 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1.99792 & 0.12297 & 0 & 0 \\ 1.45754 & 0.45700 & 0 & 0 & 0.99572 & 13.58815 \\ -0.02356 & 0.00864 & 0 & 0 & 0.01927 & 1.21855 \end{pmatrix}$$

Les particules sont ensuite accélérées dans le cyclotron CSS2 en utilisant les codes ANJO et JOAN [Cha80] développés par A. Chabert, que nous avons adaptés à nos besoins, et que nous allons à présent décrire sans trop entrer dans les détails.

V.2.3 Carte de champ

Ne disposant pas de carte de champ mesurée sur CSS2, la première étape consiste à en calculer une qui reproduise aussi fidèlement que possible la configuration du champ des

secteurs de CSS2.

Ce champ est calculé en coordonnées polaires (r, θ) sur la moitié d'une maille (45°), c'est-à-dire pour une demi-vallée et un demi-secteur adjacent. Une symétrie autour de l'axe du secteur permet ensuite d'obtenir la carte d'une maille complète par pas de 0.5 degré. Puis cette carte magnétique est étendue aux 4 secteurs de CSS2. Radialement, la carte est décrite à partir d'un rayon de 0.90 m inférieur au rayon d'injection jusqu'à 3.30 m, par pas de 2 cm.

Dans la vallée le champ est nul (pour $0 \leq \theta \leq 14^\circ$), dans le secteur le champ a atteint sa valeur maximale B_{max} (pour $24^\circ \leq \theta \leq 45^\circ$), et dans la zone intermédiaire ($14^\circ \leq \theta \leq 24^\circ$) le champ est calculé avec une variation sinusoïdale, pour rendre compte du champ de fuite :

$$B(r, \theta) = \frac{B_{max}(r)}{2} \left[1 + \cos \left(\frac{\pi(\theta - \theta_o)}{\Delta\theta} \right) \right] \quad (V.12)$$

avec

$$B_{max} = \frac{\beta\gamma}{qc} \frac{E_o}{r} \quad (V.13)$$

et

$$\beta = \frac{2\pi r f_{rev}}{c} \quad (V.14)$$

et où $E_o = m_o c^2 = A \times uma + \Delta M - q \times m_e c^2$ est l'énergie de masse au repos de l'ion ${}^A_Z X^{q+}$ considéré, en tenant compte de l'excès de masse ΔM et de l'énergie de masse des électrons.

Les Figures V.1 (a) et (b) représentent respectivement la variation radiale du champ, à un angle azimutal θ fixé, et la variation angulaire du champ, à un rayon fixé, calculées pour un ion ${}^{100}\text{Ag}^{22+}$ à la fréquence $f_{rev} = f_{HF}/h = 1.683720$ MHz.

V.2.4 Réglage avec la particule de référence : le code ANJO

Le code ANJO effectue le calcul de la trajectoire de la particule de référence, c'est-à-dire la trajectoire centrale isochrone et sans précession. Le calcul est fait uniquement dans le plan médian.

On considère un ion ${}^A_Z X^{q+}$ d'énergie de masse au repos E_o et la carte de champ calculée pour celui-ci, et un système accélérateur, à savoir CSS2 dans notre cas, dont les

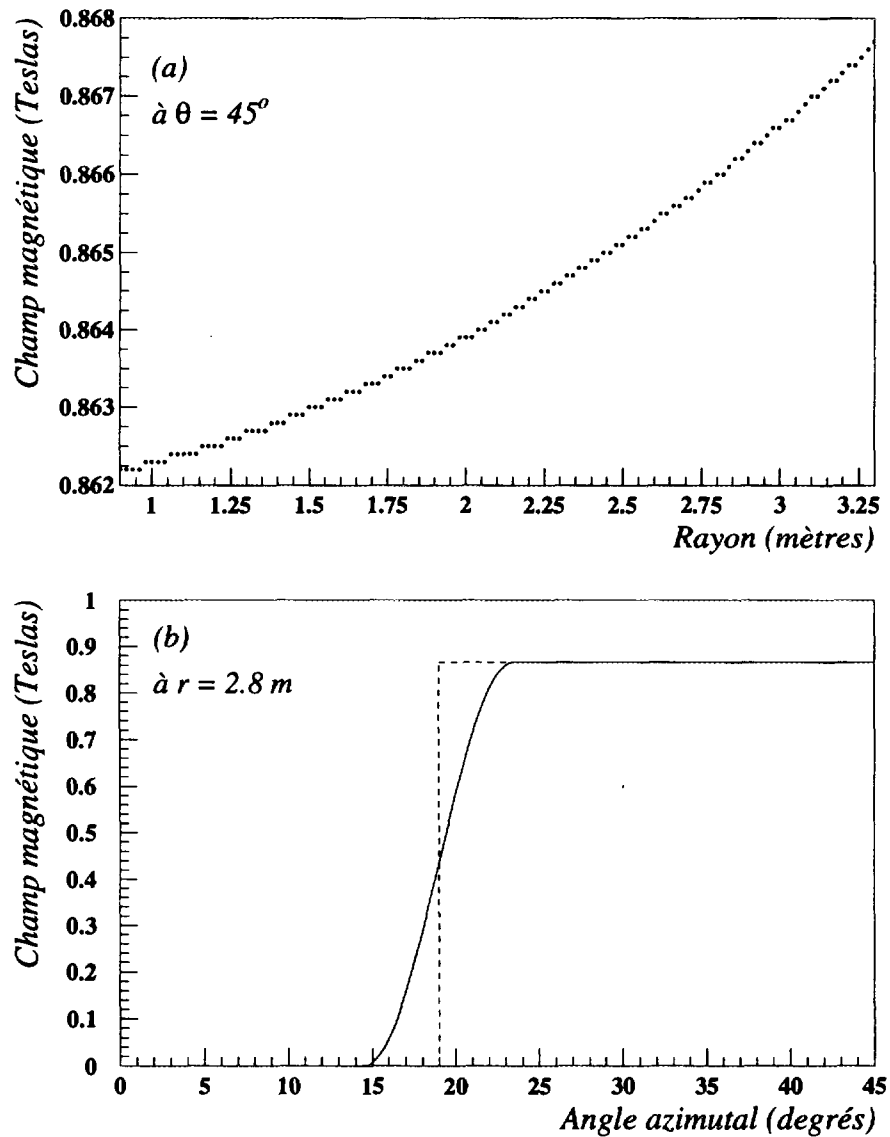


Figure V.1: Carte de champ calculée par pas discrets pour un ion $^{100}\text{Ag}^{22+}$ à la fréquence $f_{\text{rev}} = 1.683720$ MHz : (a) variation de champ radiale à θ fixé, (b) variation de champ angulaire à r fixé.

caractéristiques suivantes sont connues, certaines étant données pour correspondre aux conditions de l'expérience :

- nombre de cavités bi-gaps : 2
- position des centres des cavités bi-gaps : 90° et 270°
- demi-angle d'ouverture des cavités : 17°
- demi-ouverture angulaire des gaps : 0.5°
- harmonique d'accélération : 5
- fréquence de révolution : 1.683720 MHz
- tension aux bornes des gaps : 60 kV
- phase HF des cavités (en degrés HF) : 0° et 180°

La particule centrale est injectée avec une phase ϕ_o , une énergie w_o , un angle pr_o et à un rayon r_o , au niveau du centre d'une vallée, et le calcul nous permet de suivre à chaque tour, et aux azimuts choisis, l'évolution de la phase ϕ_c , de l'énergie w_c , de l'angle pr_c et du rayon r_c de cette particule centrale.

Une première étape dans ce calcul consiste à déterminer le bon rayon d'injection r_o de cette particule, et à ajuster le niveau de champ pour régler l'isochronisme sur quelques tours. Pour cela, on considère une tension $V_{HF} = 0$ V, c'est-à-dire l'absence d'accélération, et un angle $pr_o = 0$ mrad. Ensuite, r_o est ajusté de manière à ce que la particule effectue une boucle fermée : en effet, sans accélération et sans donner d'angle, la particule doit revenir au même endroit à chaque tour : $r_c = r_o = \text{constant}$. D'autre part, on peut modifier légèrement le niveau de champ en ajustant $b_o = \delta B/B$, tel que pour le champ :

$$B = B' \cdot (1 + b_o) \quad (\text{V.15})$$

la particule soit isochrone, soit $\phi_c = \phi_o = \text{constante}$, sachant qu'une variation de champ est équivalente à une variation de phase d'après l'équation V.7.

Dans un deuxième temps, la particule centrale est accélérée avec $V_{HF} = 60$ kV depuis le rayon r_o déterminé précédemment et jusqu'au rayon maximal. Pour régler l'isochronisme le mieux possible, b_o est finement ajusté, ainsi que l'angle d'injection pr_o afin d'éliminer la précession : le rayon r_c doit augmenter régulièrement, l'angle pr_c et la distance entre deux orbites successives doivent diminuer également de manière monotone avec le nombre de tours. Les Figures V.2 montrent l'évolution des réglages de l'isochronisme (a, b, c) et de l'injection (d) obtenus pour un ion $^{100}\text{Ag}^{22+}$. Le réglage final adopté (d) correspond aux

conditions d'injection suivantes :

$$\begin{cases} \phi_o &= -1.5^\circ \\ w_o &= 0.848 \text{ MeV/nucléon} \\ pr_o &= 9.5 \text{ mrad} \\ r_o &= 1.106 \text{ m} \end{cases}$$

et à une correction sur le champ $b_o = -0.035295$.

V.2.5 Injection de paquets de particules : le code JOAN

Le code JOAN effectue le calcul des trajectoires dans le plan médian d'un paquet de particules réparties autour de la particule de référence dans une émittance réaliste (voir plus haut).

On considère à présent des ions ${}^A_ZX^{q+}$ d'énergie de masse au repos E_o , qui ne sont pas nécessairement ceux pour lesquels la carte de champ a été calculée. Les mêmes caractéristiques du système accélérateur sont bien sûr conservées. La particule centrale, que l'on distingue des autres particules du paquet par l'exposant c , est injectée avec la phase ϕ_o^c , l'énergie w_o^c , l'angle pr_o^c et au rayon r_o^c , déterminés précédemment avec le code ANJO.

Dans un premier temps, le raccordement des coordonnées dans les conventions du code TRANSPORT de chaque particule du paquet : x_e (mm), θ_e (mrad), y_e (mm), φ_e (mrad), l_e (mm), δ_e (‰) doit être effectué à l'entrée du cyclotron, soit au centre de la vallée située un demi-tour après l'infecteur, avec les coordonnées dans les conventions du code JOAN : ϕ_e (s), w_e (MeV/nucléon), pr_e (rad), r_e (m) :

\hookrightarrow la phase :

$$\phi_e = \frac{\phi_o^c}{360^\circ f_{HF}} - \frac{l_e \times 10^{-3}}{v_o^c} \quad (\text{V.16})$$

car

$$\phi_e = \frac{\phi_o^c}{360^\circ f_{HF}} + \Delta t \quad (\text{V.17})$$

avec

$$\Delta t = -\frac{\Delta l}{v_o^c} \quad (\text{V.18})$$

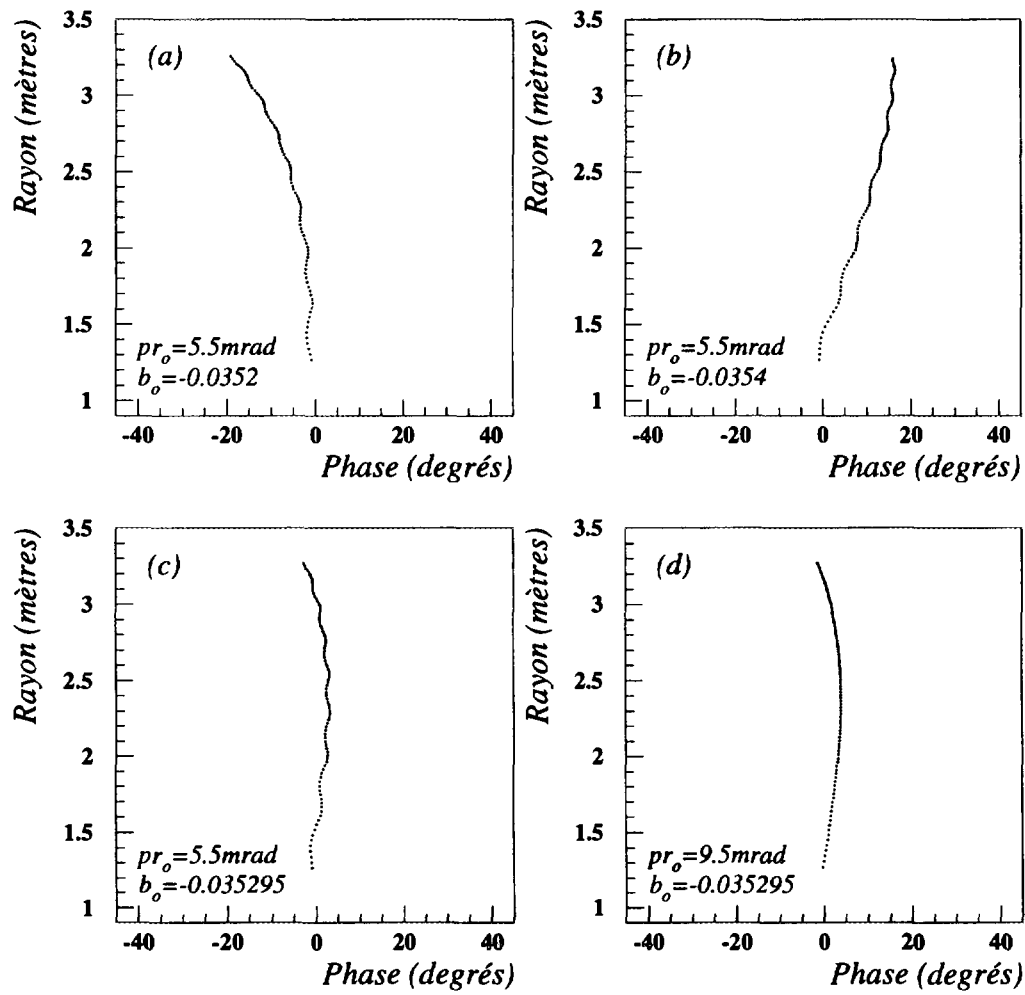


Figure V.2: Evolution des réglages avec la particule de référence obtenus pour un ion $^{100}\text{Ag}^{22+}$: (a, b, c) ajustement de $b_o = \delta B/B$ pour régler l'isochronisme, (d) ajustement de l'angle à l'injection pr_o pour éliminer la précession.

et où la vitesse d'injection de la particule centrale est donnée par :

$$v_o^c = \frac{\sqrt{w_o^c(w_o^c + 2E_o)}}{w_o^c + E_o} \cdot c \quad (\text{V.19})$$

avec w_o^c et E_o dans les mêmes unités.

Le signe moins dans l'équation V.18 signifie que dans nos conventions une particule en avance sur la particule centrale ($l > 0$) est passée plus tôt, soit à un temps négatif par rapport à la particule centrale, donc Δt et Δl sont de signes opposés (voir la Figure V.3).

↪ l'énergie :

$$w_e = w_o^c \cdot (1 + 2\delta_e \times 10^{-3}) \quad (\text{V.20})$$

car

$$\delta_e = \frac{\delta p}{p} = \frac{1}{2} \frac{\delta w}{w} \quad (\text{V.21})$$

↪ l'angle :

$$pr_e = pr_o^c - \theta_e \times 10^{-3} \quad (\text{V.22})$$

où dans nos conventions l'écart angulaire est compté positivement vers l'intérieur de l'orbite (voir la Figure V.4).

↪ le rayon :

$$r_e = r_o^c - x_e \times 10^{-3} \quad (\text{V.23})$$

où dans nos conventions l'écart radial est compté positivement vers l'intérieur de l'orbite (voir la Figure V.4).

La deuxième étape consiste à effectuer un test de rejet des particules, dû à la présence du canal d'injection. Ce test est effectué à l'endroit où l'on raccorde les deux systèmes de coordonnées, c'est-à-dire un demi-tour après le canal d'injection compte tenu de notre matrice de transfert, ce qui n'est bien sûr pas tout à fait correct, mais qui est cependant une bonne approximation puisqu'il s'agit d'un endroit où le faisceau se retrouve focalisé, comme dans le cas d'un spectromètre π . Dès le premier tour, les particules dont la différence de rayon par rapport à celui de la particule centrale est plus grande que la demi-acceptance radiale Δr_{inj} du canal d'injection sont rejetées, ce qui correspond à des particules qui ne rentrent pas dans l'inflecteur. Dans un deuxième temps, toujours au même azimuth, les particules, dont la différence de rayon entre le premier et le deuxième tour est plus petite que la distance minimale d_{min} pour que les particules ne tapent pas dans l'inflecteur au deuxième tour, sont également rejetées (voir la Figure V.5).

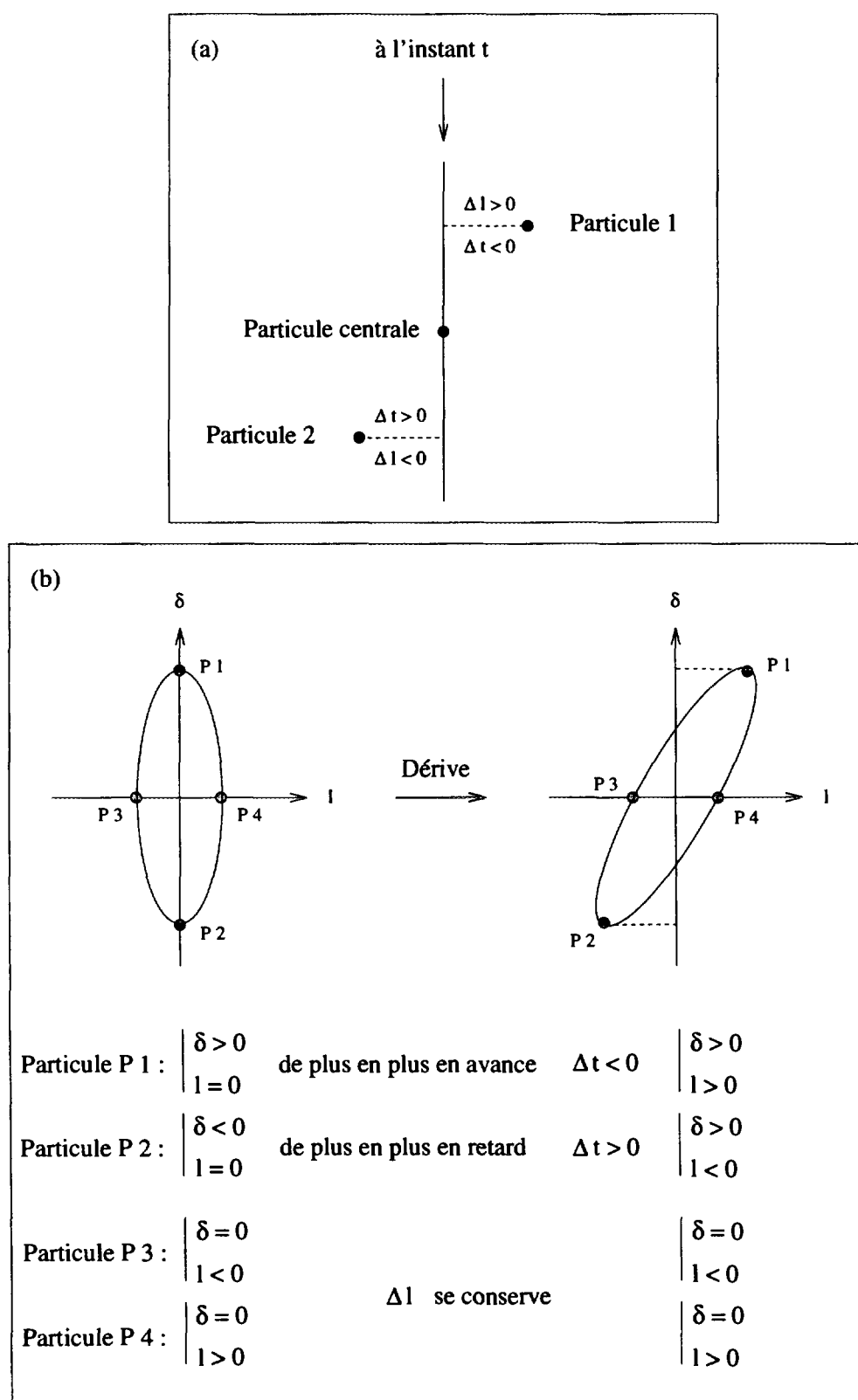


Figure V.3: Conventions de signe pour le raccordement de la phase entre TRANSPORT et JOAN.

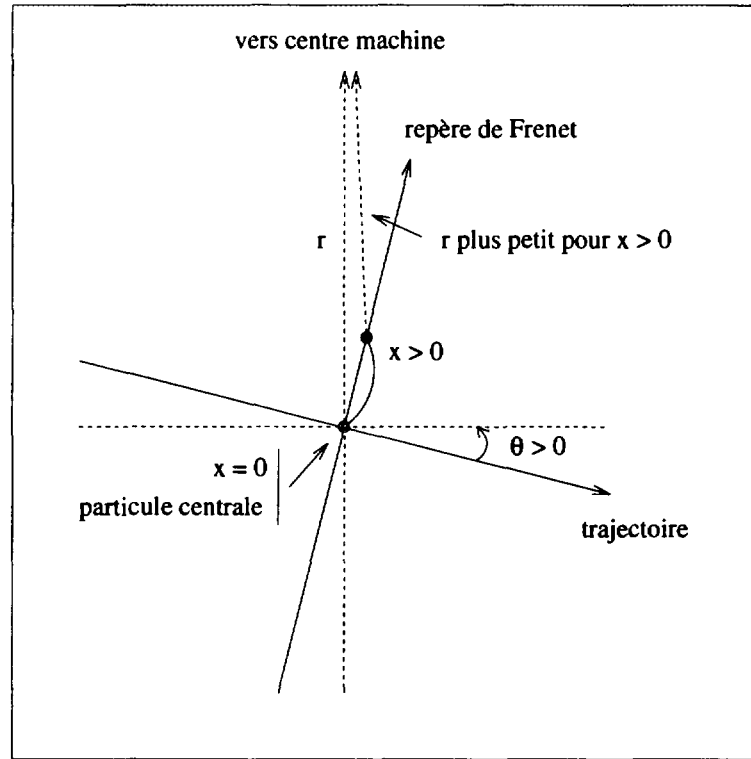


Figure V.4: Conventions de signe pour le raccordement de l'angle et du rayon entre TRANSPORT et JOAN.

V.2.6 Accélération et détection des particules

Plus de détails sur le code JOAN relatifs au traitement du champ d'induction magnétique et de l'intégration des équations du mouvement dans ce champ, au traitement du champ électrique accélérateur et au passage des particules par un intervalle d'accélération, ainsi qu'au calcul des dimensions du faisceau en cours d'accélération, figurent dans la référence [Cha80].

A chaque tour et pour chaque particule, un test de détection est effectué pour savoir si celle-ci a déjà touché le détecteur ou la zone morte du détecteur auparavant. Ce détecteur, de dimension radiale utile $2\Delta r_{det}$ et présentant une zone morte radiale Δr_{zm} (voir la Figure V.6), est situé à un rayon r_{det} , repéré au centre du détecteur sur l'axe du secteur C, soit à un azimut $\theta = 225^\circ$ par rapport au centre de la vallée située un demi-tour après le canal d'injection, pris comme azimut de départ pour le code JOAN. Lorsqu'une particule tombe dans la zone morte du détecteur, c'est-à-dire si $r_{det} - \Delta r_{det} - \Delta r_{zm} \leq r \leq r_{det} - \Delta r_{det}$, la

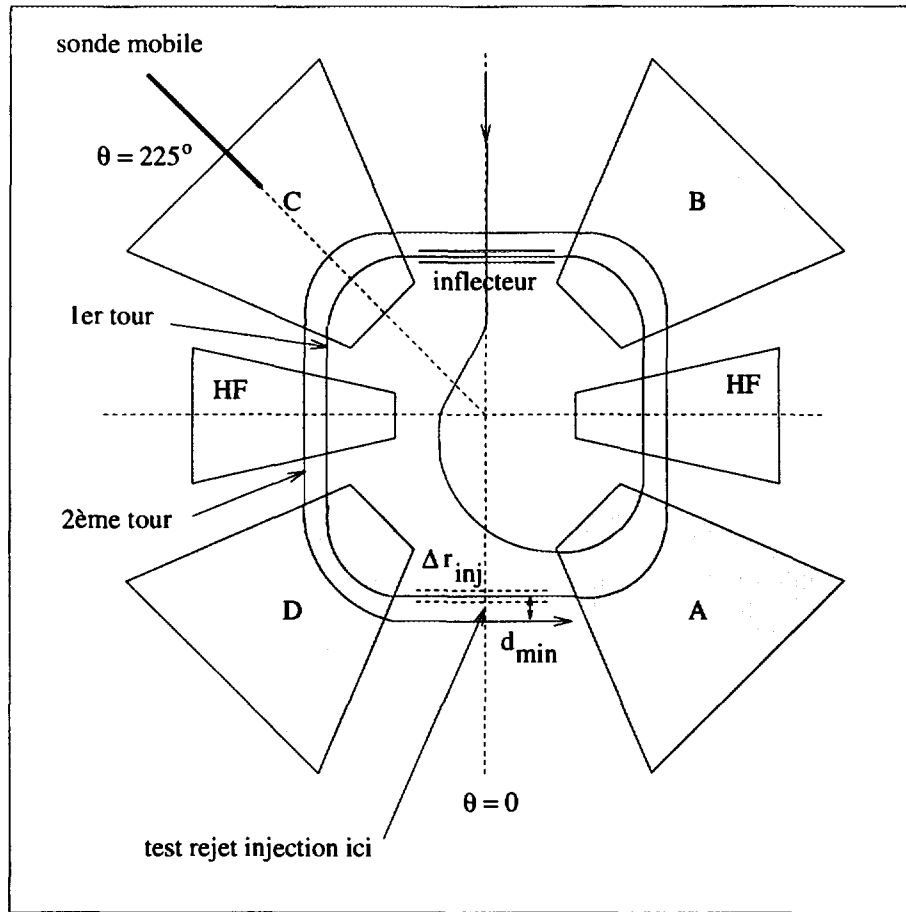


Figure V.5: *Raccordement entre les codes TRANSPORT et JOAN au niveau de la vallée située un demi tour après l'inflecteur ($\theta = 0$) : test de rejet des particules à l'injection dû à la présence de l'inflecteur, au premier et au deuxième tour, et test de détection des particules au niveau du secteur C ($\theta = 225^\circ$).*

particule est perdue. Lorsqu'une particule est détectée, c'est-à-dire si $r_{det} - \Delta r_{det} \leq r \leq r_{det} + \Delta r_{det}$, ses coordonnées, ϕ_d , w_d , pr_d et $r_d = r$ ainsi que le numéro du tour de cette particule détectée, sont stockées. Chaque particule n'est bien sûr détectée, ou perdue dans la zone morte, qu'une seule fois.

V.2.7 Résultats de cette simulation

La Figure V.7 représente une matrice "Rayon - Phase" sur laquelle on peut distinguer plusieurs orbites. Ce calcul a été effectué pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones, dans les conditions de réglage de la particule centrale correspondant à la Figure V.2 (d), pour

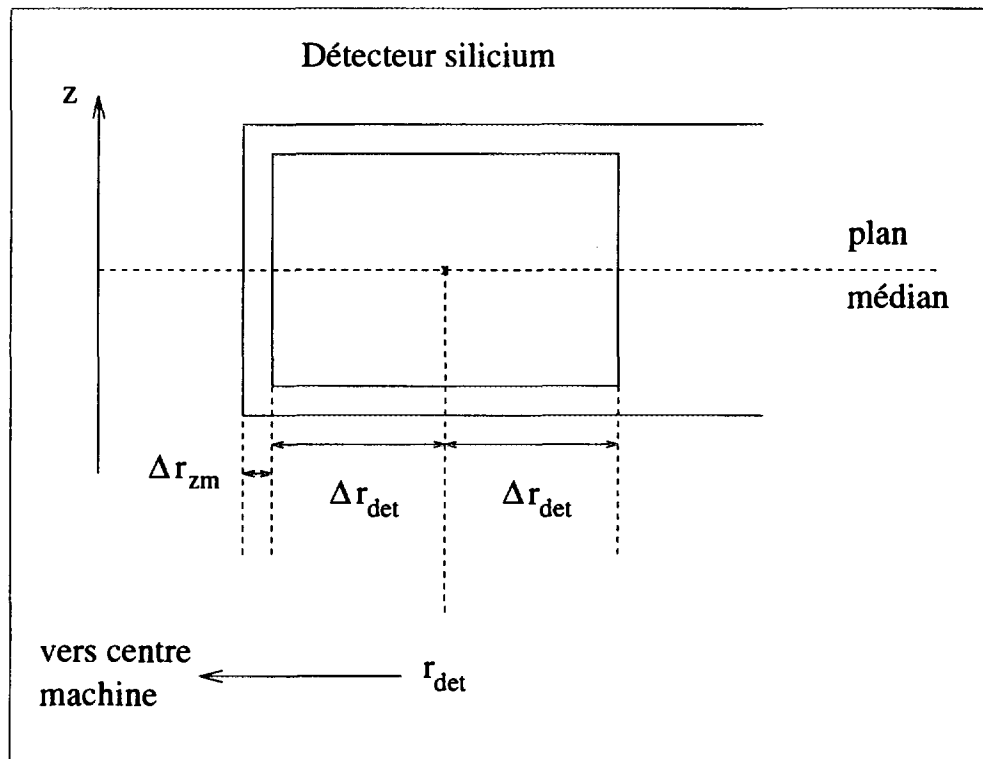


Figure V.6: *Test de détection des particules : dimensions radiales du détecteur avec sa zone morte.*

plusieurs positions du détecteur. D'après l'équation III.6 donnant le gain d'énergie par tour, l'énergie varie comme le cosinus de la phase :

$$E \propto \cos\phi \quad (\text{V.24})$$

dont il est facile de déduire la variation parabolique du rayon en fonction de la phase.

Sur la Figure V.7 est également représentée la coupure radiale du détecteur, la zone morte étant hachurée, pour deux positions de celui-ci. La taille du détecteur représenté correspond à celui que nous avons utilisé dans la première expérience de mesure de masses des ions isobares $A = 100$ en octobre 1994, soit $\Delta r_{zm} = 2$ mm et $\Delta r_{det} = 4$ mm. On voit bien que, du fait de la petite taille de ce détecteur, deux situations peuvent se produire : ou bien le sommet d'une parabole est intercepté, ou bien des petits morceaux des deux branches de cette parabole sont interceptés.

Les Figures V.8 (a) et (b) représentent les spectres "Energie - Phase" simulés pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones, toujours dans les mêmes conditions que précédemment, à deux

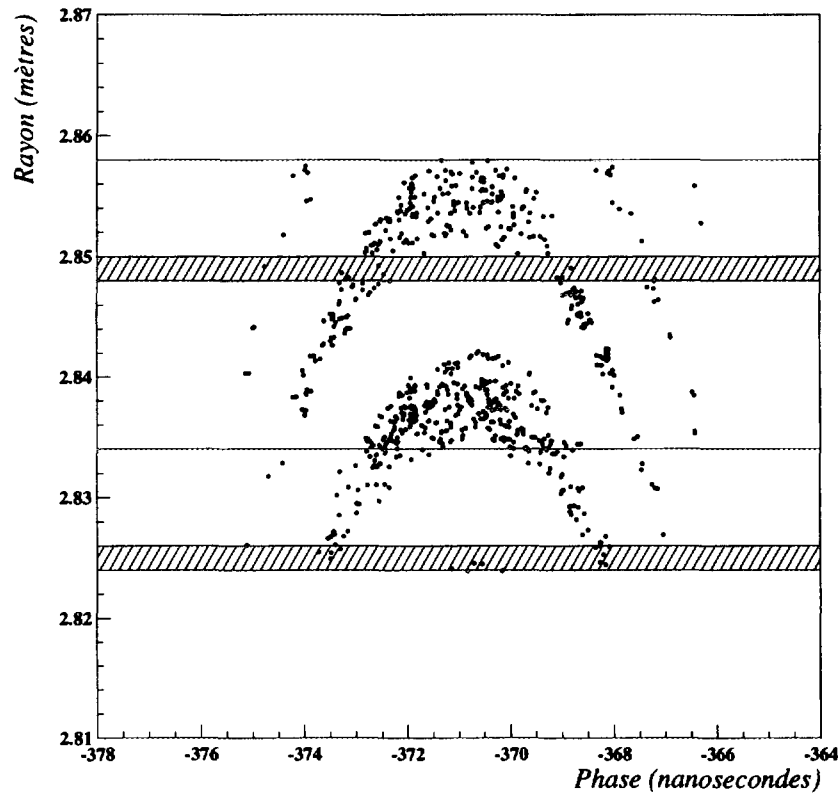


Figure V.7: Spectre “Rayon - Phase” pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones et pour plusieurs positions du détecteur. La coupure radiale du détecteur est représentée à deux positions différentes par des lignes horizontales distantes de $2\Delta r_{\text{det}} = 8 \text{ mm}$, et la zone morte de 2 mm est hachurée. Selon la position du détecteur le sommet d’une orbite, de forme parabolique, est intercepté, ou bien seulement un bout de chaque branche de parabole.

positions du détecteur proches du rayon d'extraction, et distantes d'1 cm. Ces spectres peuvent être comparés aux spectres expérimentaux équivalents, représentés sur les Figures V.8 (c) et (d), où les taches principales, les plus intenses, sont attribuées aux ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$. Les spectres expérimentaux sont assez bien reproduits par la simulation, ce qui nous a permis de les comprendre et de les interpréter. Toutefois, la forme, et notamment l'inclinaison, des îlots n'est pas encore assez fidèlement reproduite, malgré de nombreux efforts pour y parvenir, en variant la phase d'injection notamment. De plus, nous avons dû ajuster les paramètres de coupure à l'injection Δr_{inj} et d_{min} , c'est-à-dire donner au canal d'injection des dimensions plus petites que les dimensions réelles ($\Delta r_{inj} = 6$ mm), pour avoir une image proche de l'expérience. Nous avons pourtant tenté d'effectuer un rejet des particules plus réaliste au niveau du canal d'injection directement, et non pas un demi-tour plus loin. Pour cela, les matrices de transfert jusqu'à l'entrée de l'inflecteur et jusqu'à la sortie de l'inflecteur ont été calculées pour effectuer le rejet des particules qui ne traversent pas le canal d'injection, mais il s'est avéré que dans ce cas aussi il fallait, pour pouvoir reproduire semi-quantitativement l'image observée expérimentalement, introduire une coupure radiale beaucoup plus forte. Ceci signifie que les conditions d'injection ne sont pas encore vraiment comprises ni reproduites : une coupure géométrique seule n'est pas suffisante pour les expliquer. Ceci peut provenir des difficultés d'ajuster parfaitement tous les paramètres d'injection.

Toujours sur les Figures V.8 (c) et (d), des taches moins intenses que les taches principales des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et situées légèrement en-dessous et à gauche de celles-ci sont visibles, et correspondent aux ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$. En effet, ces taches sont décalées en phase proportionnellement à la différence relative de masse/charge qui existe entre les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$ (voir le Tableau VI.1). D'autre part, elles sont situées à une énergie légèrement plus basse, ce qui s'explique par le fait que dans cette expérience nous n'avons pas encore un véritable télescope de détecteurs silicium, mais une feuille d'aluminium de 5.35 mg/cm^2 d'épaisseur placée devant le détecteur silicium de $300 \mu\text{m}$. Nous avons placé cette feuille d'aluminium justement pour que les ions de numéros atomiques différents y perdent plus ou moins d'énergie, afin de pouvoir les identifier dans le détecteur silicium placé derrière. Les ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ ayant un numéro atomique $Z = 48$ plus grand que celui des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ d'une unité, ceux-ci perdent plus d'énergie dans la feuille d'aluminium, et donc leur énergie résiduelle, portée en ordonnée sur les Figures V.8 (c) et (d), est plus faible. Dans la suite, lorsque nous avons refait cette expérience, nous avons remplacé cette feuille d'aluminium par un détecteur silicium mince ($35 \mu\text{m}$), afin d'avoir accès à la perte d'énergie des ions pour pouvoir calculer un paramètre d'identification (voir le chapitre suivant).

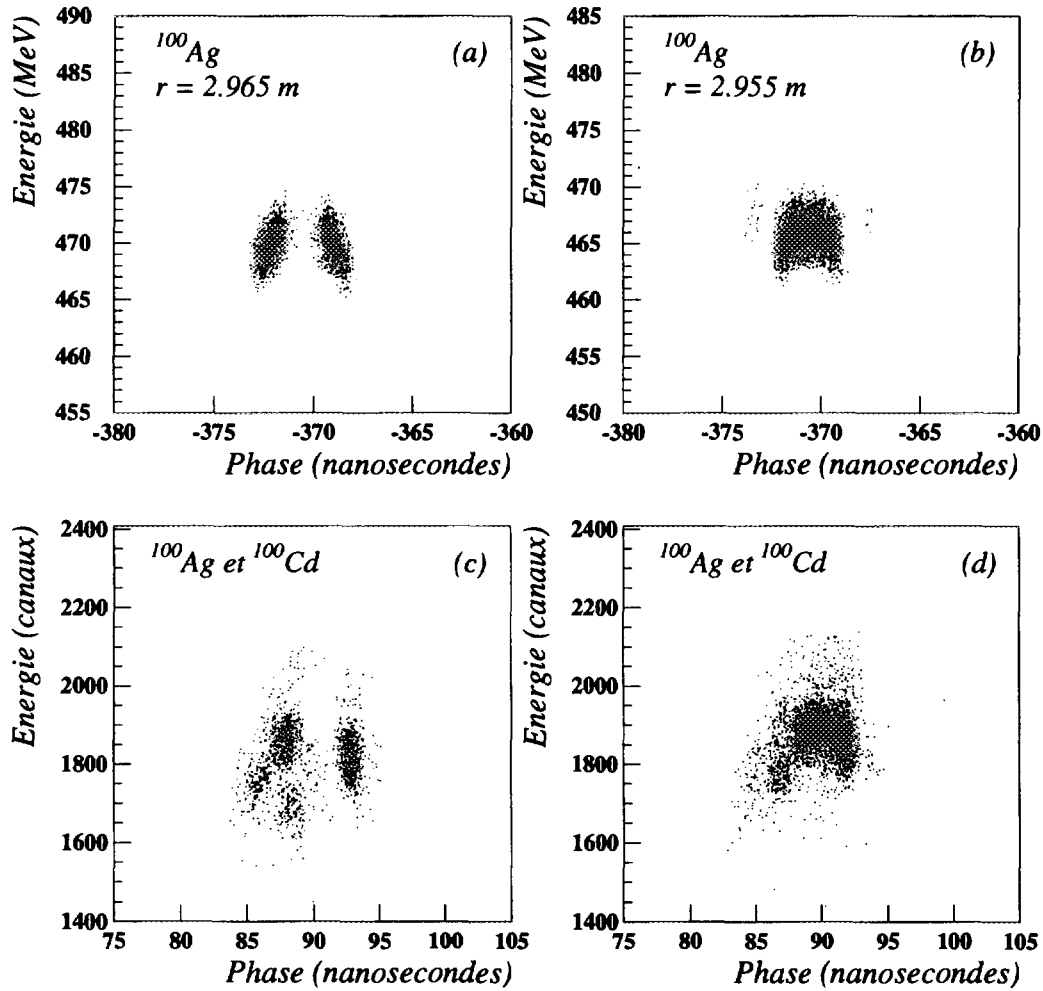


Figure V.8: Comparaison JOAN-expérience pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones interceptés à deux positions du détecteur proches du rayon d'extraction et distantes d'1 cm. (a) et (b) spectres simulés. (c) et (d) spectres expérimentaux, où l'on distingue les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$, qui correspondent aux taches principales, des ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$, qui correspondent aux taches moins intenses, décalées en phase par rapport aux ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$, et à plus faible énergie compte tenu de la perte d'énergie dans la feuille d'aluminium placée devant le détecteur.

Chapitre VI

Mesure de masses d'ions isobares $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn

A présent, nous allons nous intéresser plus particulièrement à la production, à l'injection et à l'accélération dans CSS2 des ions isobares $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn [Aug95, LS95, Cha96b, Cha96d]. Nous détaillerons l'analyse des données et leur interprétation, avant de donner les masses que nous avons mesurées pour les noyaux d' ^{100}In et d' ^{100}Sn , ainsi que les sections efficaces de production des différents isobares, et notamment celle de ^{100}Sn qui n'avait jusqu'alors été produit que par fragmentation.

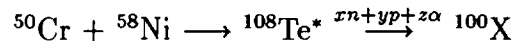
VI.1 Production des ions secondaires $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn

Le noyau d' ^{100}Sn est fortement déficitaire en neutrons par rapport aux isotopes stables d'étain. Il est d'ailleurs le noyau $N = Z$ doublement magique le plus lourd, qui puisse être produit afin d'étudier les effets de fermeture de couches près de la drip-line du côté des noyaux riches en protons. En revanche, tous les modèles prédisent que le candidat doublement magique $N = Z$ suivant, le ^{164}Pb , se situe bien au-delà de la drip-line proton.

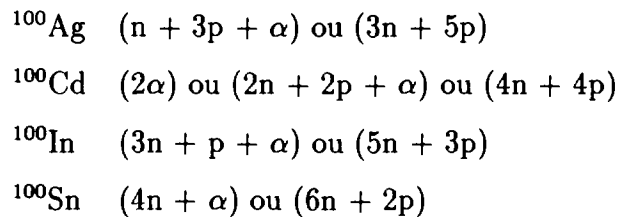
Deux expériences réalisées indépendamment en 1994 auprès des séparateurs de fragments FRS de GSI [Sch94] et LISE3 au GANIL [Lew94] ont permis de produire et d'identifier pour la première fois le noyau doublement magique d' ^{100}Sn , par la méthode de fragmentation du projectile avec un faisceau de ^{124}Xe à 1.1 GeV/nucléon et un faisceau d' ^{112}Sn à 63 MeV/nucléon respectivement. En revanche, les noyaux voisins les plus proches, ^{100}In et ^{101}Sn , avaient déjà été produits, au GSI notamment [Sze95, Jan95], par la réaction de

fusion-évaporation ^{58}Ni (5 MeV/nucléon) + ^{50}Cr , et identifiés grâce à un séparateur de masses en ligne, via la détection de protons retardés. Mais compte tenu du très faible taux de production attendu pour l' ^{100}Sn , et d'un rapport d'embranchement pour les protons retardés plus petit de plusieurs ordres de grandeur par rapport à ceux de l' ^{100}In et de l' ^{101}Sn , il semblait alors complètement exclu de pouvoir produire et identifier ce noyau de la même manière. Seule la méthode de production par fragmentation, et d'identification par temps de vol, s'avérait être plus prometteuse.

Cependant, l'énergie des faisceaux délivrés par le premier cyclotron CSS1 du GANIL ne permet pas d'employer le mode de production par fragmentation. En revanche, une réaction de fusion-évaporation dans la cible située entre les deux cyclotrons est bien adaptée, et les noyaux sont ensuite séparés et identifiés par la mesure de leur temps de vol dans le cyclotron. En ce qui concerne la production du noyau doublement magique d' ^{100}Sn par fusion-évaporation, plusieurs codes statistiques reconnaissent comme la plus favorable la réaction déjà mentionnée plus haut, conduisant à la formation d'un noyau composé de $^{108}\text{Te}^*$ dans un état excité, qui se désexcite en émettant des particules légères :



Beaucoup d'autres noyaux que les isobares $A = 100$, qui nous intéressaient, sont bien sûr produits dans cette réaction. Notamment, sont produits en même temps que l' ^{100}Sn : l' ^{100}Ag , qui est l'isobare produit avec la plus grande section efficace, suivi du ^{100}Cd et de l' ^{100}In . Ces quatre isobares proviennent de la désexcitation du noyau composé de $^{108}\text{Te}^*$, par les voies suivantes :



L'énergie optimale pour la production de l' ^{100}Sn avec cette réaction est estimée à :

$$E_{\text{LAB}} = 255 \text{ MeV}$$

en se basant sur les résultats des codes Monte-Carlo PACE [Gav80] et HIVAP [Rei81]. La Figure VI.1 représente les sections efficaces de production de l' ^{104}In à l' ^{101}In , et de l' ^{104}Sn à l' ^{101}Sn dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$, calculées avec HIVAP [Roe94] en fonction de l'énergie

incidente du faisceau de ^{58}Ni . D'après la forme des courbes pour les noyaux d'étain en allant du plus lourd au plus léger, on observe un élargissement progressif, et l'apparition d'une deuxième bosse moins intense correspondant à la voie d'émission $xn + yp$. La même observation est valable pour les courbes d'indium, mais moins visible. En prenant la voie de désexcitation la plus favorable $xn + \alpha$, une énergie incidente pour un faisceau de ^{58}Ni d'environ 4.4 MeV/nucléon peut être extrapolée pour l' ^{100}Sn , soit 255 MeV d'énergie totale dans le système du laboratoire. Nous avons utilisé un faisceau de ^{50}Cr et une cible de ^{58}Ni et non la réaction inverse. En effet, des cibles de ^{50}Cr qui avaient été utilisées lors de tests n'étaient pas assez résistantes au faisceau, se cassant et s'enroulant presque instantanément.

Le Q de la réaction est donné par :

$$Q = \Delta M(^{50}\text{Cr}) + \Delta M(^{58}\text{Ni}) - \Delta M(^{108}\text{Te}) \quad (\text{VI.1})$$

soit :

$$Q = -44.798 \text{ MeV}$$

avec les excès de masse atomique de la table d'Audi et Wapstra [Aud95] suivants :

$$\Delta M(^{50}\text{Cr}) = -50.255 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(^{58}\text{Ni}) = -60.223 \text{ MeV}$$

$$\Delta M(^{108}\text{Te}) = -65.680 \text{ MeV}$$

La conservation de l'impulsion permet de calculer la vitesse de recul du noyau composé :

$$v_{\text{recul}} = \frac{A_p}{A_{nc}} v_p \quad (\text{VI.2})$$

où les indices p et nc signifient *projectile* et *noyau composé*.

D'autre part, la conservation de l'énergie permet de calculer l'énergie de recul du noyau composé :

$$E_{\text{recul}} = \left(\frac{A_p}{A_{NC}} \right) E_{LAB} \quad (\text{VI.3})$$

ce qui donne :

$$E_{\text{recul}} = 118.055 \text{ MeV}$$

ou bien :

$$E_{\text{recul}} = 1.093 \text{ MeV/nucléon}$$

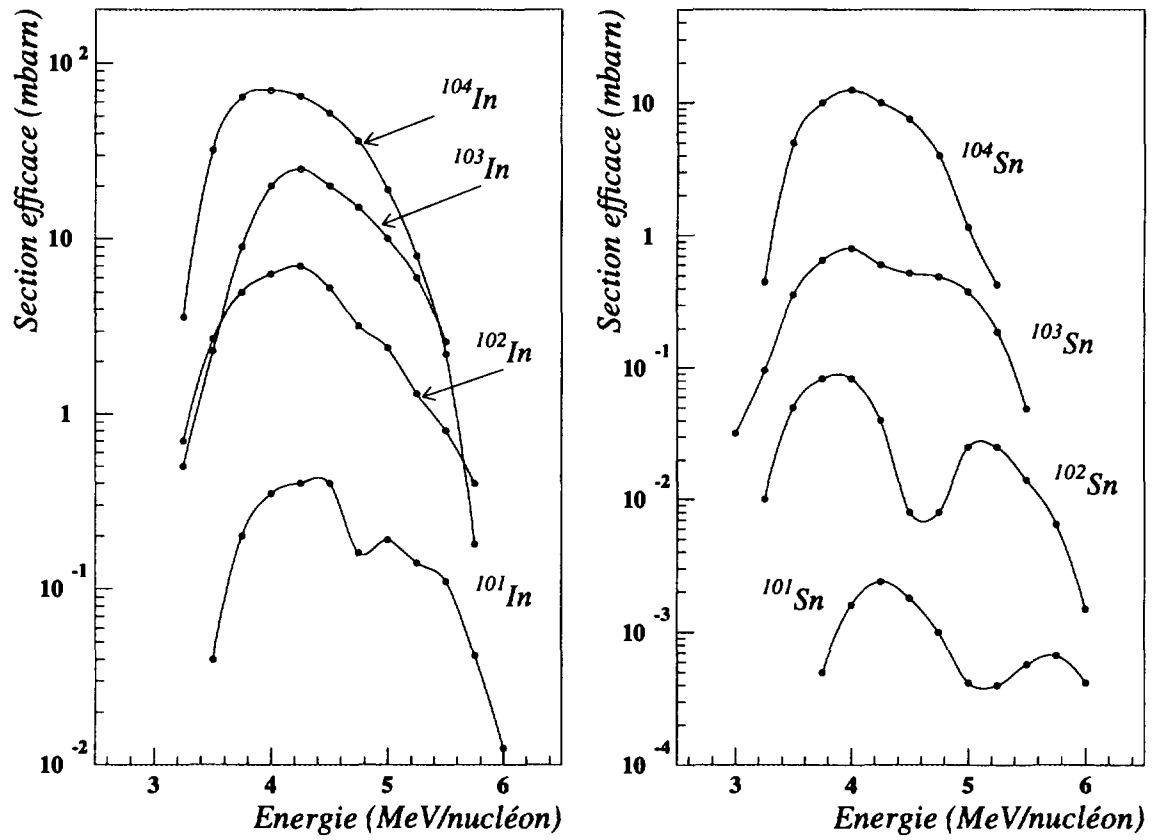
$^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr} / \text{HIVAP}$ (E. Roeckl)


Figure VI.1: Sections efficaces de production de ^{104}In à ^{101}In , et de ^{104}Sn à ^{101}Sn dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$, calculées avec HIVAP [Roe94] en fonction de l'énergie incidente du faisceau de ^{58}Ni .

sachant que pour le projectile de ^{50}Cr , l'énergie optimale est :

$$E_{LAB} = 5.1 \text{ MeV/nucléon.}$$

L'énergie d'excitation du noyau composé de $^{108}\text{Te}^*$ peut ensuite se calculer comme :

$$E^* = E_{LAB} + Q - E_{recul} \quad (\text{VI.4})$$

soit :

$$E^* = 92.148 \text{ MeV.}$$

En considérant que la réaction a lieu en moyenne au milieu de la cible de ^{58}Ni , l'énergie optimale E_{LAB} pour la production de ^{100}Sn avec cette réaction, et le rapport v_2/v_1 des vitesses d'injection dans CSS2 et d'éjection de CSS1 choisi, déterminent alors l'énergie incidente du faisceau de ^{50}Cr :

$$E_{inc} = 5.3 \text{ MeV/nucléon}$$

et l'épaisseur de la cible de ^{58}Ni :

$$\varepsilon = 1.3 \text{ mg/cm}^2.$$

En effet, on vérifie que ce couple de valeurs pour E_{inc} et ε satisfait bien les conditions requises.

Tout d'abord, les produits de fusion-évaporation ne peuvent être injectés dans CSS2 avec une énergie E_f supérieure à l'énergie de recul $E_{recul} = 1.093 \text{ MeV/nucléon}$ du noyau composé, ce qui conditionne le choix du rapport v_2/v_1 , et donc de l'harmonique h_2 de CSS2 :

$$\begin{aligned} \text{si } \frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{3} \text{ alors } E_f &= \left(\frac{2}{3}\right)^2 E_{inc} = 2.356 \text{ MeV/nucléon} \\ \text{si } \frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{4} \text{ alors } E_f &= \left(\frac{2}{4}\right)^2 E_{inc} = 1.325 \text{ MeV/nucléon} \\ \text{si } \frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{5} \text{ alors } E_f &= \left(\frac{2}{5}\right)^2 E_{inc} = 0.848 \text{ MeV/nucléon} \end{aligned}$$

En conséquence nous avons choisi :

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{2}{5} \quad (\text{VI.5})$$

et

$$h_2 = 5 \quad (\text{VI.6})$$

Enfin, la cible de ^{58}Ni joue le rôle de ralentisseur, d'une part pour le faisceau de ^{50}Cr qui est ralenti de 5.3 MeV/nucléon à 5.1 MeV/nucléon dans la première partie de la cible, et d'autre part pour les produits de fusion-évaporation qui sont ralentis de 1.093 MeV/nucléon à 0.848 MeV/nucléon, correspondant à une vitesse $v_2 = 1.28 \text{ cm/ns}$, dans la deuxième partie (voir la Figure VI.2).

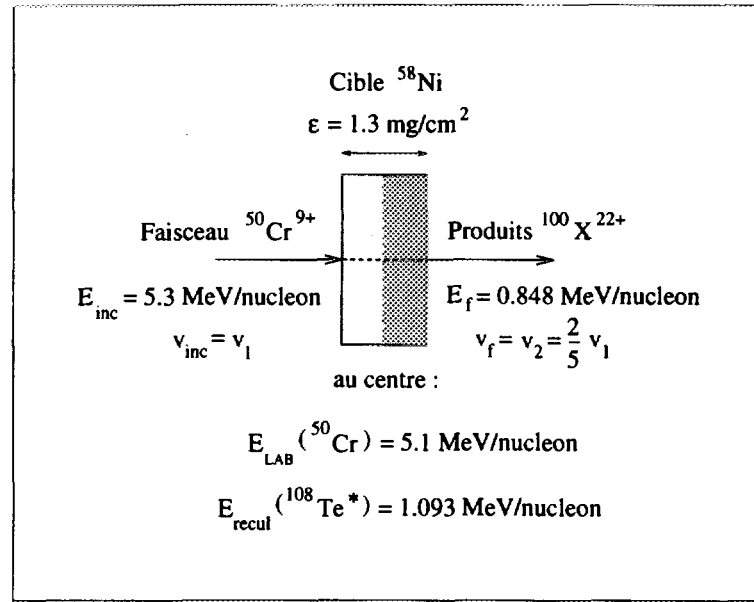


Figure VI.2: Schéma récapitulatif.

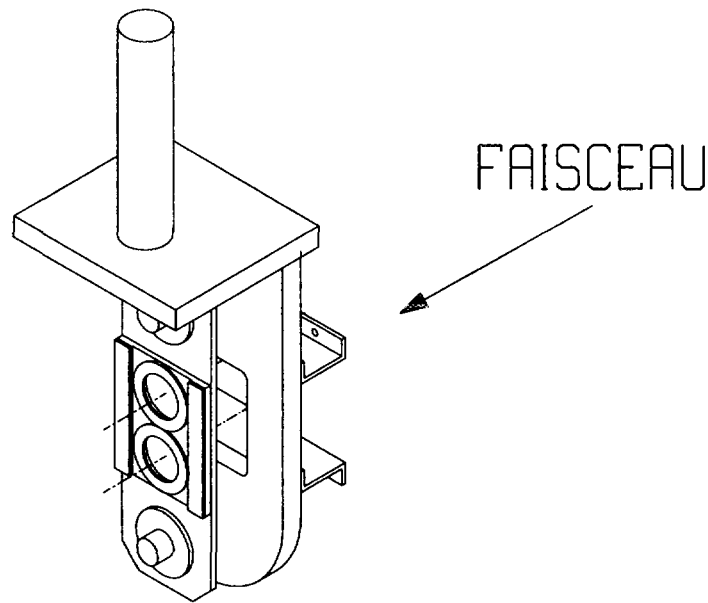
Cibles

Pour un faisceau primaire intense ($i \approx 300 - 500 \text{ nAe}$) et d'énergie relativement faible, la dissipation d'énergie dans la cible est très grande (environ 6 W), et donc les cibles de ralentissement et de production doivent être montées sur un système permettant de les maintenir en rotation, et de les refroidir.

La Figure VI.3 représente le porte-cibles, monté dans la ligne entre les deux cyclotrons, et comportant deux positions occupées, d'une part, par une cible de nickel d'épaisseur 1.3 mg/cm^2 pour la production des ions secondaires $A = 100$, et d'autre part, par une cible de 22.5 mg/cm^2 de tantale (+ nickel), servant à ralentir le faisceau primaire de ^{50}Cr aux $2/5$ de sa vitesse initiale, pour pouvoir effectuer le réglage du cyclotron CSS2 (voir le chapitre III).

Simulation

Lors de l'expérience, nous avons dû optimiser l'angle d'inclinaison de la cible pour maximiser le taux de comptage, dominé par l' ^{100}Ag , et l'épaisseur de la cible semblait très critique quant à l'observation d'événements d' ^{100}Sn . Un programme de simulation cinématique a donc été réalisé [Mou95], afin d'avoir une meilleure idée sur l'influence de la

Figure VI.3: *Schéma du porte-cibles.*

cible, en calculant l'énergie et la vitesse des noyaux, résultant de la fusion-évaporation, à la sortie de la cible, en fonction de l'énergie incidente et de l'épaisseur de la cible.

- ▷ Dans un premier temps, un tirage aléatoire est effectué dans l'épaisseur choisie de la cible de nickel, ce qui détermine le lieu de la réaction, alors qu'auparavant la réaction était considérée en moyenne au milieu de la cible.
- ▷ Ensuite, la perte d'énergie ΔE_1 [Hub80, Eco86] du faisceau de ^{50}Cr dans la cible de ^{58}Ni est calculée, avant qu'il y ait réaction, afin de déterminer l'énergie disponible pour la réaction :

$$E = E_{inc} - \Delta E_1 \quad (\text{VI.7})$$

- ▷ Puis, l'énergie de recul et l'énergie d'excitation du noyau composé de $^{108}\text{Te}^*$ sont calculées, par conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie.
- ▷ Il faut alors déduire de cette énergie d'excitation du $^{108}\text{Te}^*$ la nature du résidu d'évaporation $A = 100$ qui sera formé, en déterminant une probabilité de formation, normalisée à 1, à partir de gaussiennes caractéristiques des sections efficaces de formation de chaque noyau $A = 100$, et en effectuant un tirage aléatoire.

- ▷ L'étape suivante consiste à calculer pas à pas, après chaque émission d'une particule légère (p , n , α) dans une direction aléatoire, la vitesse du noyau résidu, et cela, jusqu'au noyau résidu final, dont on calcule alors l'énergie $E_{rés}$.
- ▷ Enfin, la perte d'énergie ΔE_2 du résidu dans la deuxième partie de la cible restant à traverser est calculée en tenant compte de l'angle d'émission, et l'énergie de sortie du résidu d'évaporation se déduit par :

$$E_{sortie} = E_{rés} - \Delta E_2 \quad (\text{VI.8})$$

Les résultats de cette simulation nous ont permis de mettre en évidence deux points importants relatifs à l'épaisseur de la cible :

- ▷ d'une part, les sections efficaces de production des isobares en fonction de l'énergie d'excitation du noyau de $^{108}\text{Te}^*$ sont très larges par rapport à l'intégration sur l'épaisseur de la cible,
- ▷ d'autre part, les distributions de vitesse à la sortie de la cible des noyaux produits sont centrées sur la même valeur.

Cette dernière caractéristique est très importante, car en optimisant l'angle d'inclinaison de la cible sur le taux de comptage dominant de ^{100}Ag , de manière à se placer au sommet de ces distributions, la transmission des noyaux d' ^{100}Sn est également optimisée.

La Figure VI.4 représente les distributions des sections efficaces en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé pour les noyaux $A = 100$ calculées avec HIVAP [Ryk95], qui confirment que celles-ci sont très larges par rapport à l'intégration sur l'épaisseur de la cible.

VI.2 Injection et accélération simultanée des ions secondaires

Des ions de nature différente peuvent être accélérés simultanément, si la différence relative des rapports m_o/q de ces ions est compatible avec l'acceptance du cyclotron, qui est de l'ordre de quelques 10^{-4} .

Le Tableau VI.1 présente les différences relatives de masse/charge des différents isobares $A = 100$ au voisinage de ^{100}Sn de charge $q = 22^+$, calculées par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$ comme suit :

$$\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q} = \frac{m_o/q(^A_Z X^{q+}) - m_o/q(^{100}\text{Ag}^{22+})}{m_o/q(^{100}\text{Ag}^{22+})} \quad (\text{VI.9})$$

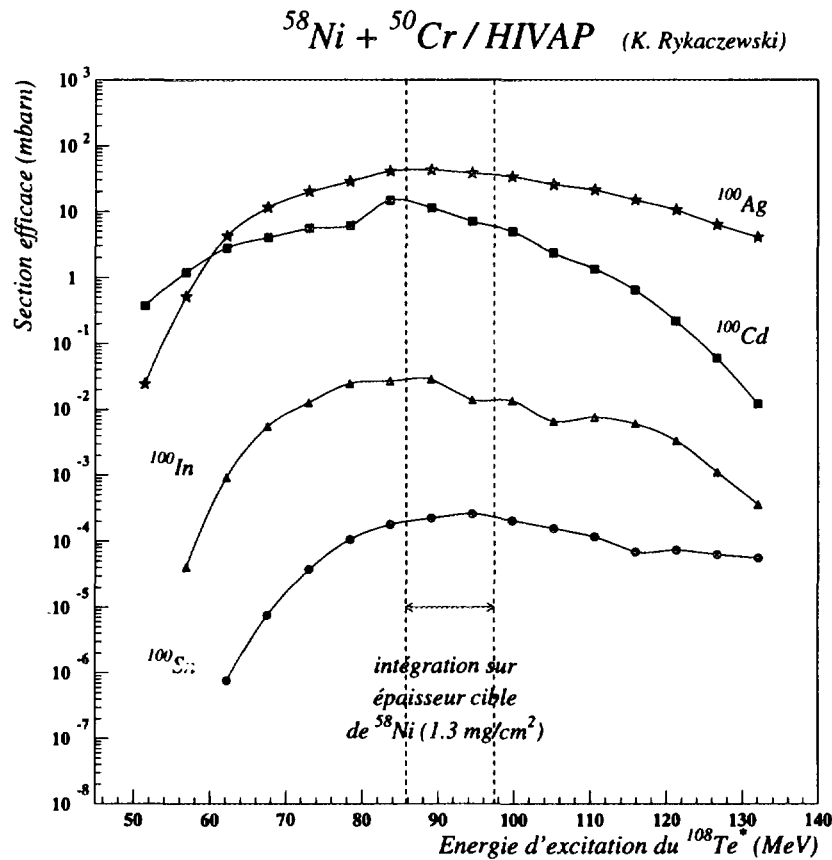


Figure VI.4: Sections efficaces de production des isobares $A = 100$ de ^{100}Ag à ^{100}Sn dans la réaction $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$, calculées avec HIVAP [Ryk95] en fonction de l'énergie d'excitation du noyau composé de $^{108}\text{Te}^*$.

Les valeurs de la table de masses d'Audi et Wapstra [Aud95] pour ^{100}Ag (valeur expérimentale) et ^{100}Sn (prédiction) permettent d'estimer cette différence entre $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$ à 2.3×10^{-4} (voir le Tableau VI.1). Il est donc possible d'accélérer simultanément jusqu'au rayon maximum dans CSS2 les ions secondaires $^{100}\text{Ag}^{22+}$, $^{100}\text{Cd}^{22+}$, $^{100}\text{In}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$.

La mesure de masses repose sur la mesure de la différence de temps de vol des ions dans le cyclotron. Il serait possible d'effectuer cette mesure de temps de vol après extraction des ions du cyclotron, mais pour éviter des pertes en transmission, nous avons préféré monter le système de détection à l'intérieur du cyclotron et effectuer la mesure de temps de vol proche du rayon d'extraction. La mesure des masses des différents isobares consiste donc à

$^A\text{X}^{q+}$	Z	ΔM (MeV) [Aud95]	$\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}$
$^{100}\text{Ag}^{22+}$	47	-78.180 ± 0.080	$0.00000000 \pm 0.00000086$
$^{100}\text{Cd}^{22+}$	48	-74.310 ± 0.100	$0.00004148 \pm 0.00000107$
$^{100}\text{In}^{22+}$	49	$-64.130 \pm 0.380^*$	$0.00015092 \pm 0.00000408$
$^{100}\text{Sn}^{22+}$	50	$-56.860 \pm 0.430^*$	$0.00022912 \pm 0.00000462$
$^{50}\text{Cr}^{11+}$	24	-50.255 ± 0.001	$-0.00023991 \pm 0.00000003$

Tableau VI.1: Différences relatives des rapports m_o/q calculées par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$ avec les excès de masse atomique [Aud95] et leurs incertitudes. Les valeurs marquées d'une * sont des estimations basées sur des extrapolations à partir de tendances systématiques. On peut vérifier que la différence maximale entre les m_o/q est suffisamment petite, c'est-à-dire inférieure à 3×10^{-4} , pour permettre l'accélération simultanée des ions secondaires entre $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$.

détecter l'ensemble des ions arrivant dans le télescope de détecteurs silicium lorsque celui-ci est situé à un rayon proche de l'extraction, et à déterminer leurs différences de phases par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$ de masse connue, prise comme référence.

Une fois les réglages de l'injection, de la phase initiale et de l'isochronisme correctement effectués avec le faisceau primaire ralenti $^{50}\text{Cr}^{11+}$, le ralentisseur de tantale a été remplacé par la cible de production de nickel, et les ions secondaires produits ont alors pu être injectés dans le cyclotron. Cependant, le champ magnétique de CSS2 a été préalablement très légèrement augmenté de $\delta B/B = 4.7 \times 10^{-4}$. Il faut noter que ce changement est très faible comparé aux changements nécessaires dans le cas des noyaux légers mentionnés au chapitre IV. Ce changement correspond à la différence relative entre les rapports m_o/q du $^{50}\text{Cr}^{11+}$ et de $^{100}\text{Sn}^{22+}$. En conséquence, à cette nouvelle valeur du champ magnétique, les ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$ peuvent être accélérés avec la même phase que celle des ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$ pendant la procédure de réglage, et la même courbe d'isochronisme. En revanche, au cours du processus d'accélération jusqu'au rayon d'extraction, la phase des ions autres que $^{100}\text{Sn}^{22+}$ s'éloigne de plus en plus de la phase isochrone à mesure que le rayon augmente. Des ions ayant un rapport m_o/q trop éloigné par rapport à celui des ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$ pour être dans l'acceptance du cyclotron peuvent toutefois être accélérés sur quelques tours,

jusqu'à ce que leur déphasage par rapport à la phase isochrone atteigne 90° , auquel cas ils seront alors décélérés, et ils se perdront. La Figure VI.5 représente les résultats d'une simulation de l'évolution du déphasage par rapport à la phase isochrone en fonction du rayon, centrée autour de la phase à l'origine $\phi_o = -6^\circ$ et de largeur totale $\Delta\phi_o = 15^\circ$, pour quatre types d'ions, dont la différence de m_o/q par rapport aux ions isochrones est comprise entre 2×10^{-4} et 8×10^{-4} . Pour des différences relatives de m_o/q supérieures à 4×10^{-4} , les ions n'arrivent pas au rayon de détection puisque le déphasage approche de 90° .

Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter les données expérimentales recueillies lors de l'expérience de mesure de masses des ions isobares $A = 100$ au voisinage de l' ^{100}Sn , et décrire en détails l'analyse que nous avons menée. Puis, nous discuterons les résultats que nous avons pu en extraire, concernant notamment les sections efficaces de production et les masses de ces noyaux.

VI.3 Interprétation des données expérimentales

La Figure VI.7 (a) représente le spectre expérimental "Energie Totale - Phase" pour les ions isobares $A = 100$ d'état de charge $q = 22^+$, détectés dans le télescope de détecteurs silicium proche du rayon maximal de CSS2. L'énergie totale est la somme de la perte d'énergie mesurée dans le détecteur ΔE ($35 \mu\text{m}$) et de l'énergie résiduelle mesurée dans le détecteur E ($300 \mu\text{m}$) :

$$E_{\text{tot}} = \Delta E + 0.31 \times E_{\text{résiduelle}} \quad (\text{VI.10})$$

Le coefficient a pu être déterminé à partir d'un spectre " $\Delta E - E$ " obtenu pour une position de la sonde : à un rayon donné correspond une énergie totale donnée, et la pente de la corrélation linéaire qui existe entre ΔE et E peut être calculée. Cette corrélation était très bien marquée dans notre cas, puisque nous observions une longue traînée correspondant à des événements ayant des faibles signaux ΔE et des signaux E plus grands, qui sont attribués à un effet de canalisation dans le premier détecteur. Cette situation se rencontre lorsque les ions traversent le détecteur suivant l'axe du cristal, produisant un effet de canalisation bien connu [Leo87, Gem74] : la perte d'énergie des ions est alors beaucoup plus faible. Les particules s'arrêtant dans le deuxième détecteur, la somme des signaux correspond bien à l'énergie totale. En variant la position radiale de la sonde, l'énergie totale des produits détectés dans le télescope varie, et nous avons observé que lorsque l'énergie totale augmente, à la fois ΔE et E augmentent, ce qui correspond à la partie amont du pic de Bragg (voir la Figure VI.6). Nous avons vérifié que toutes les

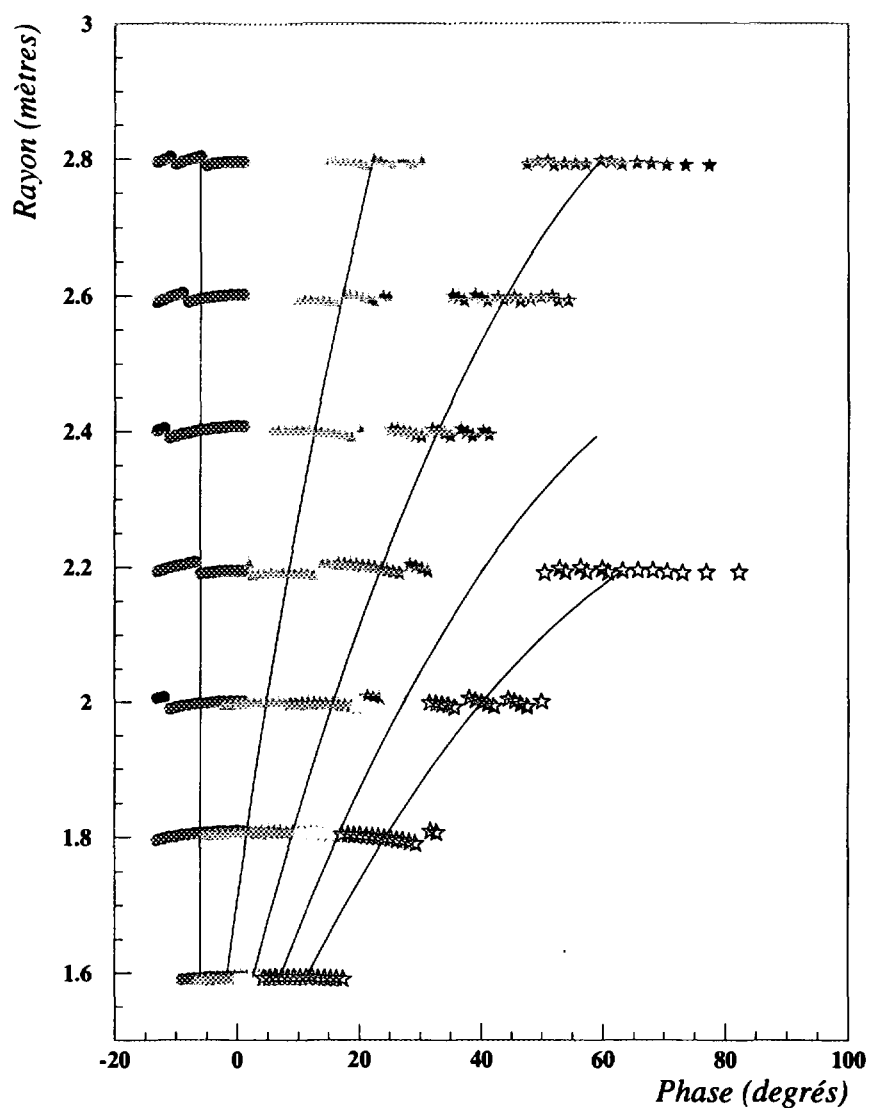


Figure VI.5: Simulation du déphasage par rapport à la phase isochrone, en fonction du rayon de détection, d'ions dont la différence relative de m_o/q par rapport aux ions isochrones est comprise entre 2×10^{-4} et 8×10^{-4} . Lorsque ce déphasage atteint 90° , pour des différences relatives de m_o/q supérieures à 4×10^{-4} , les ions ne sont plus accélérés. D'autre part, au fur et à mesure que le rayon de détection et le déphasage augmentent, le nombre d'orbites interceptées dans le détecteur augmente également.

tables de pertes d'énergie [Nor70, Hub80, Eco86, Awe83] donnent un signe opposé pour les variations de ΔE et E , même pour les basses énergies, exceptées les paramétrisations récemment effectuées pour le détecteur INDRA [Day94].

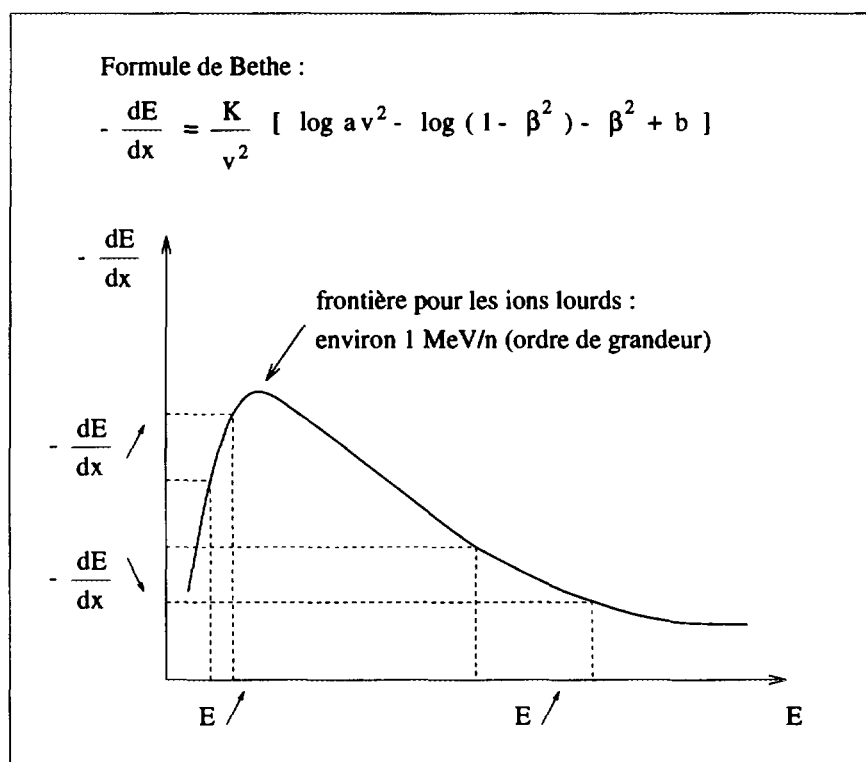


Figure VI.6: *Pic de Bragg*.

Le spectre de la Figure VI.7 (a) résulte de l'accumulation de toutes les données obtenues pour des positions de la sonde radiale comprises entre 2.935 m et 2.995 m. Les phases croissantes correspondent à des temps de vol décroissants, et donc à des masses décroissantes également. Afin de rendre l'interprétation de ce spectre expérimental plus claire, nous avons effectué des calculs de simulation des trajectoires des ions dans le cyclotron, avec les codes NTOURPHI et JOAN dont nous avons parlé dans le chapitre précédent. Les résultats de ces calculs sont montrés sur les Figures VI.7 (b) et VI.8 (b) respectivement.

Dans la simulation NTOURPHI, nous avons ajusté deux paramètres, de manière à reproduire un certain nombre d'observations, et notamment le fait que les ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$ du faisceau primaire ralenti ayant servi au réglage de l'isochronisme n'étaient pas tout à fait isochrones, puisqu'ils étaient effectivement détectés à une phase de -10° à un rayon proche

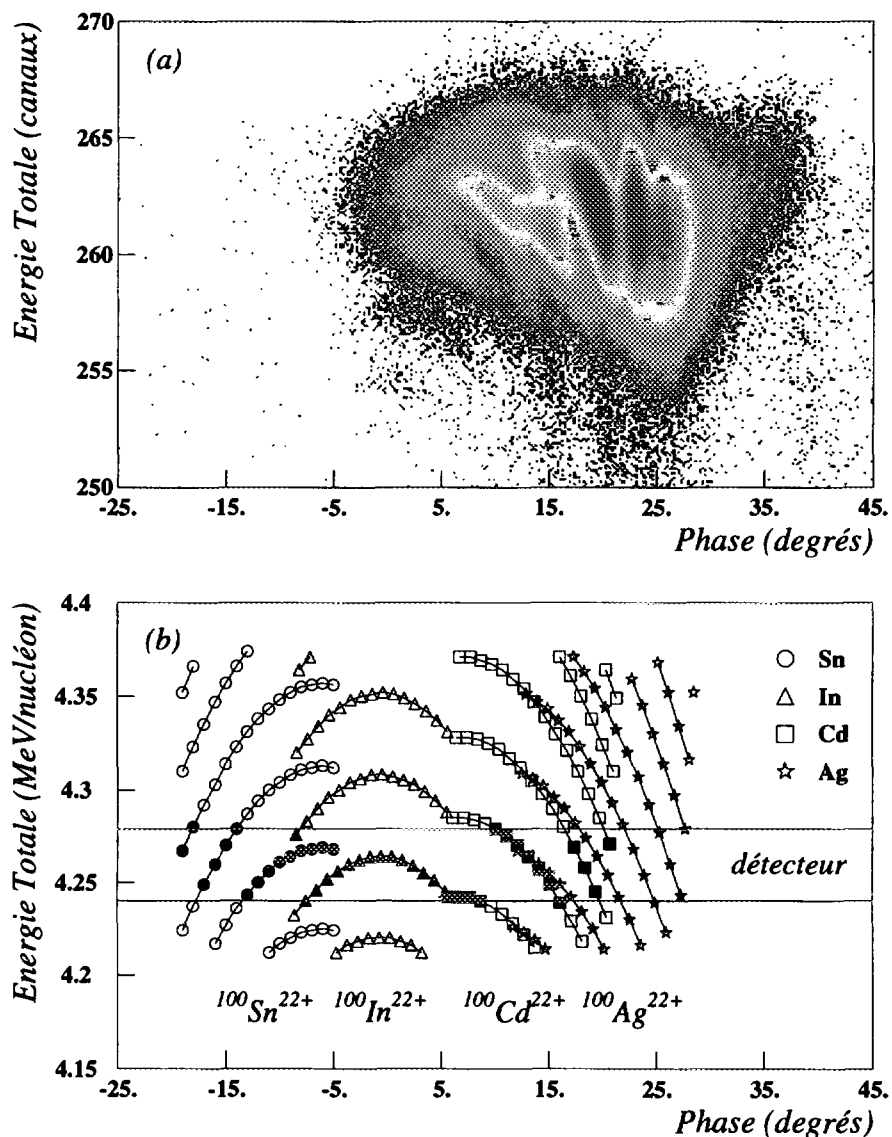


Figure VI.7: Spectre "Energie Totale - Phase" accumulé à différentes positions de la sonde radiale proches du rayon d'extraction sur une période de trois ou quatre jours de comptage. (a) Spectre expérimental sur lequel plusieurs orbites consécutives interceptées pour les ions les plus fortement produits ($^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$) peuvent clairement être distinguées. (b) Résultat de la simulation NTOURPHI pour l'accélération simultanée des ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$, $^{100}\text{In}^{22+}$, $^{100}\text{Cd}^{22+}$ et $^{100}\text{Ag}^{22+}$, ne tenant compte d'aucune correction pour les taux de production relatifs. La coupure introduite par le détecteur, lorsqu'il est placé à un rayon donné, est indiquée par les symboles pleins.

de l'extraction. Cette déviation de 10° par rapport à la phase à l'origine résulte d'un petit défaut d'isochronisme. Il était difficile d'apprécier ce défaut au moment des réglages, et nous ne nous en sommes donc aperçu que lors de l'analyse.

En effectuant un saut en champ magnétique de 4.7×10^{-4} on s'attend donc également à ce que les ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$ soient situés autour de -10° , et que les ions plus légers, de $^{100}\text{In}^{22+}$ à $^{100}\text{Ag}^{22+}$, soient détectés à des phases plus grandes, proportionnellement à leurs différences relatives de masse/charge. Dans ces conditions, les ions $^{100}\text{In}^{22+}$ se situent à la phase isochrone.

Pour comparer les simulations de la Figure VI.5 avec celles de la Figure VI.7 (b), on peut dire que la deuxième figure est un "zoom" de la première, près du rayon maximal, et pour des ions dont la différence de rapports m_o/q par rapport aux ions isochrones est de l'ordre de grandeur de la première tranche de déphasage : 2×10^{-4} sur la Figure VI.5 à comparer aux 2.3×10^{-4} de différence entre les ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$ et $^{100}\text{Ag}^{22+}$.

La Figure VI.8 permet de comparer le même spectre expérimental (a) au spectre obtenu avec la simulation JOAN (b). Ces calculs ont été réalisés à la position du détecteur 2.955 m, en conservant les mêmes conditions d'injection de la particule centrale déterminées avec le code ANJO au chapitre précédent, mais pour une correction sur le champ b_o augmentée de la différence relative de masse/charge qui existe entre les ions $^{100}\text{In}^{22+}$ et $^{100}\text{Ag}^{22+}$, à savoir $\delta(m_o/q)/(m_o/q)_{\text{In-Ag}} = 1.5092 \times 10^{-4}$, calculée d'après l'équation VI.9, soit :

$$b_o = -0.035295 + \left[\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q} \right]_{\text{In-Ag}} = -0.035144$$

de manière à avoir les ions $^{100}\text{In}^{22+}$ isochrones, compte tenu de ce qui a été dit plus haut. La procédure utilisée est donc la même que celle de l'expérience : tout d'abord un réglage est effectué avec un type d'ions, les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ ont été choisis pour la simulation, puis un petit saut en champ est effectué sans retoucher aux réglages. Sans vraiment vouloir rendre compte de statistiques réalistes, nous avons toutefois effectué ces calculs pour des nombres de particules différents suivant la nature des ions considérés : 10000 pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$, 1000 pour $^{100}\text{In}^{22+}$ et 100 pour $^{100}\text{Sn}^{22+}$. Bien sûr, beaucoup de particules n'arrivent pas dans le détecteur compte tenu des différents rejets dont nous avons parlé au chapitre précédent.

Pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$, qui sont les plus éloignés de l'isochronisme, des morceaux de plusieurs tours sont interceptés dans le détecteur, lorsque celui-ci est placé à un rayon

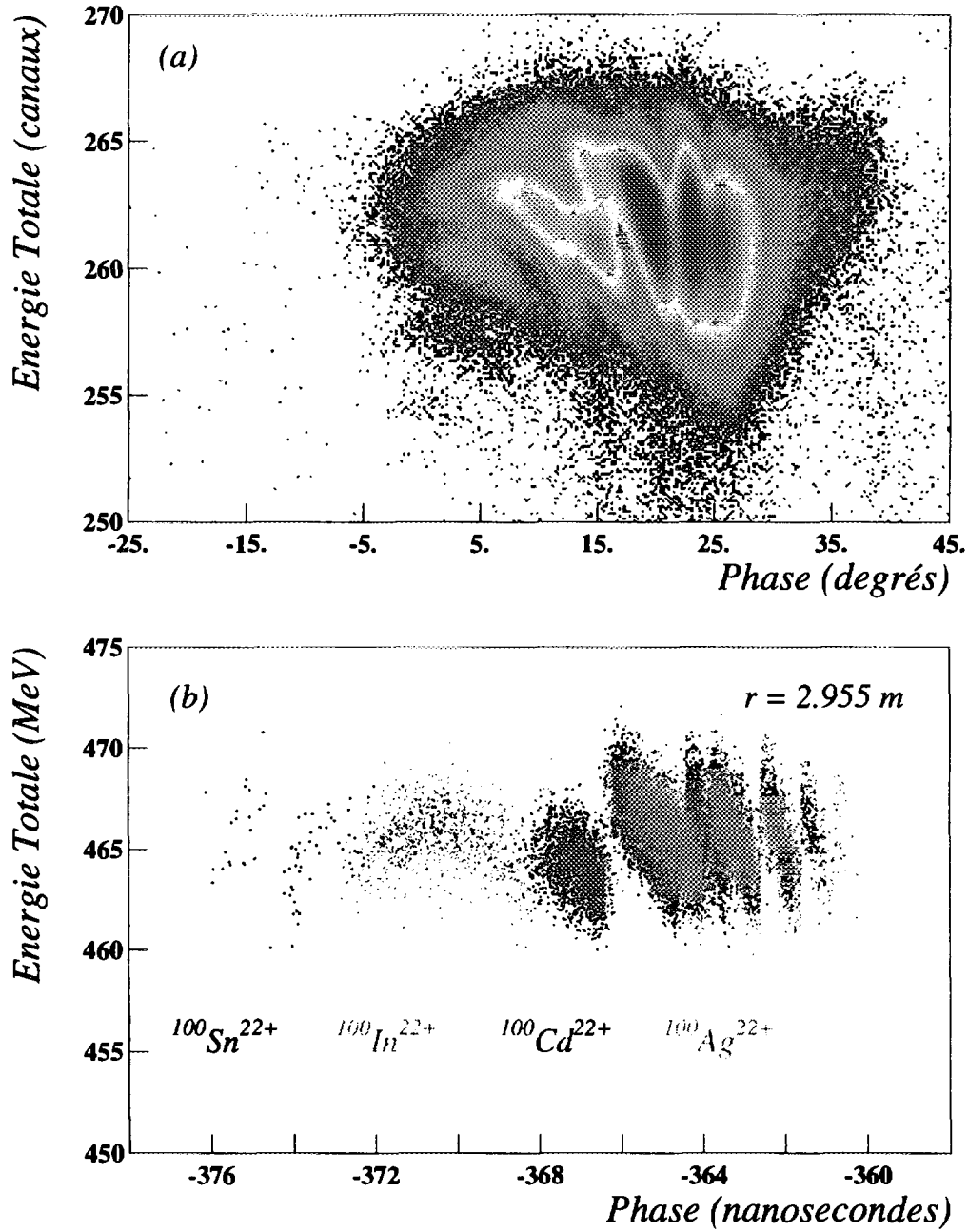


Figure VI.8: Spectres "Energie Totale - Phase" près du rayon d'extraction. (a) Spectre expérimental identique à celui de la Figure VI.7. (b) Résultat de la simulation JOAN : accélération simultanée des ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$, $^{100}\text{In}^{22+}$, $^{100}\text{Cd}^{22+}$, $^{100}\text{Ag}^{22+}$ pour la position du détecteur 2.955 m. Le nombre de particules incidente est différent selon la nature des ions.

donné. Pour des ions plus proches de l'isochronisme, la dispersion en énergie ou en rayon pour un tour est moindre et donc, pour ces ions, moins de tours sont interceptés à un rayon fixé. Sur la Figure VI.7 (a), on peut clairement distinguer plusieurs tours pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ qui sont les plus abondamment produits, ainsi que pour les ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$. En revanche, les très faibles intensités des ions $^{100}\text{In}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$ ne nous permettent pas de faire la même observation.

En comparant les deux spectres simulés de la Figure VI.8 (b) et de la Figure VI.7 (b), pour laquelle il ne faut considérer qu'une seule position du détecteur pour pouvoir comparer (symboles pleins), un bon accord entre le calcul simple et le calcul plus réaliste peut être observé. Le nombre d'orbites interceptées, que l'on peut compter sur le spectre expérimental pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ (4 tours) et $^{100}\text{Cd}^{22+}$ (3-4 tours), est également bien reproduit avec les deux calculs.

Il y a, dans ce spectre expérimental "Energie Totale - Phase", un groupe d'événements qui ont à la fois des énergies et des phases correctes pour être attribués à des ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$, mais il y a un nombre comparable d'événements de bruit de fond qui ont des phases correctes mais des énergies plus faibles.

Afin de vérifier l'attribution de ce groupe d'événements aux ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$, nous avons dû recourir à un paramètre d'identification des particules $f(Z)$, proportionnel au numéro atomique Z , qui est obtenu à partir d'une combinaison linéaire des signaux provenant des deux détecteurs silicium du télescope :

$$f(Z) = \Delta E - 0.8 \times E_{\text{résiduelle}} \quad (\text{VI.11})$$

Le coefficient a été déterminé de manière empirique, à partir des données expérimentales, en variant l'énergie totale des produits détectés dans le télescope, c'est-à-dire en variant la position radiale de la sonde, et le signe moins traduit bien le fait que lorsque l'énergie totale augmente, ΔE et E augmentent, de façon à avoir :

$$\frac{\partial f(Z)}{\partial E_{\text{tot}}} = 0 \quad (\text{VI.12})$$

La Figure VI.9 représente le spectre de ce paramètre d'identification $f(Z)$ en fonction de la phase. Les lignes horizontales délimitent les quatre régions où se trouvent la plupart des ions de chaque espèce. L'espacement a été déterminé à partir des événements d'Ag et de Cd bien identifiés. On peut remarquer, dans le domaine de phase situé autour de -10° , où les événements d' $^{100}\text{Sn}^{22+}$ sont attendus, la présence d'un nuage d'événements

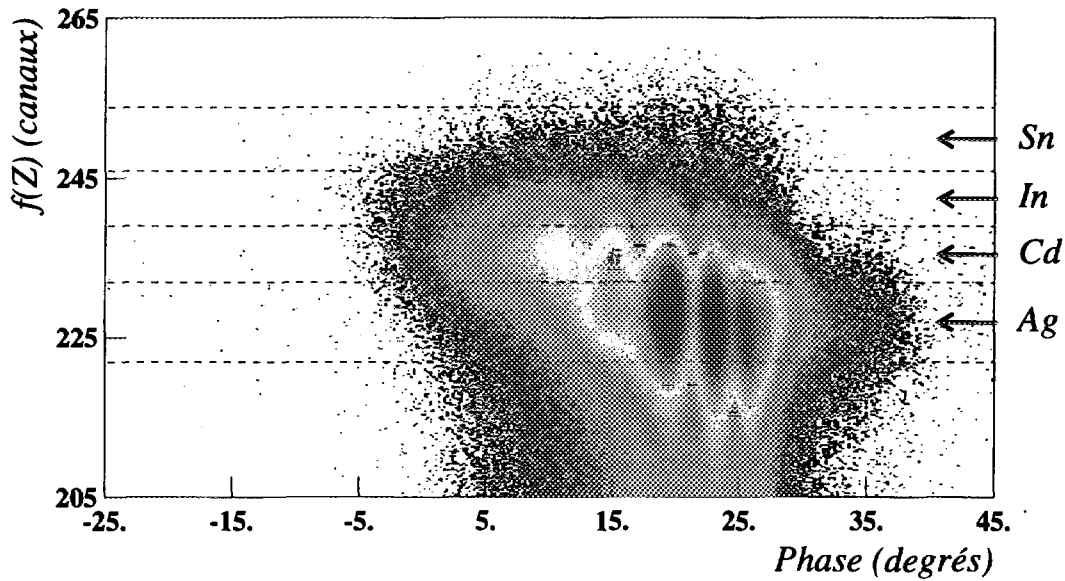


Figure VI.9: Spectre représentant le paramètre d'identification $f(Z)$ en fonction de la phase. Différentes fenêtres correspondant à quatre régions en $f(Z)$ attribuées aux ions d'Ag, Cd, In et Sn sont indiquées par des lignes horizontales en pointillés. Les traînées verticales, nettement visibles pour les ions les plus abondants, sont dues aux effets de canalisation déjà mentionnés.

de bruit de fond dispersés dans les fenêtres des ions d'Ag et de Cd, très peu de coups dans la fenêtre des ions d'In, puis de nouveau une dizaine d'événements dans celle des ions d'Sn. La présence de ces bons événements peut davantage être mise en évidence sur la Figure VI.10, qui représente les spectres "Energie Totale - Phase", et leurs projections sur l'axe des phases, pour les événements qui se trouvent dans les fenêtres "In" et "Sn" de la Figure VI.9. Dans les spectres conditionnés par la fenêtre "Sn", on voit en effet apparaître autour de -10° un excès de 10 à 12 coups, qui ont simultanément une phase, une énergie et une valeur de $f(Z)$ correctes, et ces événements peuvent donc être attribués à des ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$. Il faut noter que dans ces spectres conditionnés par les fenêtres "In" et "Sn", la plupart des événements proviennent en fait de traînées des groupes d'ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$ qui sont bien plus intenses, mais ceux-ci n'ont en aucune façon la phase correcte. Les intensités relatives de ces événements d'Ag et de Cd, dans les projections des spectres conditionnés par les fenêtres "In" et "Sn" respectivement, diffèrent d'un facteur

10. En supposant que le bruit de fond autour de -10° est dû à des ions d'Ag et de Cd, on s'attend alors à ce que ce bruit de fond diminue dans les mêmes proportions entre les deux spectres. Or, comme il n'y a que 4 coups de bruit de fond autour de -10° dans le spectre conditionné par la fenêtre "In", le bruit de fond attendu dans cette région de phase dans le spectre conditionné par la fenêtre "Sn" ne peut par conséquent pas dépasser 1 coup.

VI.4 Estimation et discussion des sections efficaces de production des noyaux ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn

VI.4.1 Détermination des sections efficaces relatives

Un point intéressant de l'analyse de nos données expérimentales consiste à comparer les taux de comptage expérimentaux que nous avons pu observer avec des sections efficaces calculées dans le cadre de modèles statistiques. La procédure utilisée pour estimer le nombre d'événements observés expérimentalement pour chaque type d'ions sera décrite ultérieurement. La transmission absolue de CSS2 est difficile à déterminer. Cependant, en supposant que la distribution moyenne d'états de charge pour les différents isobares est approximativement centrée à la même valeur, ce qui pourrait être faux si une émission retardée d'électrons Auger changeait fortement l'état de charge à la sortie de la cible, c'est-à-dire en supposant que la transmission est la même pour les quatre isobares, des sections efficaces relatives peuvent être obtenues. Nous n'avons trouvé dans la littérature qu'une seule valeur de section efficace mesurée. Il s'agit de la section efficace de production de l' ^{100}Ag mesurée récemment par Schubart et al [Sch95], et qui s'élève à 3.9 mbarn. Dans cette expérience, les intensités relatives de tous les noyaux formés et observés dans la réaction de fusion-évaporation $^{58}\text{Ni} + ^{50}\text{Cr}$ à 250 MeV ont pu être déterminées à partir des spectres de coïncidences $\gamma - \gamma$. Les sections efficaces moyennées sur l'épaisseur de la cible ont ensuite été calculées en se normalisant sur la section efficace totale théorique des résidus (563 mbarn) calculée par CASCADE [Püh77]. Cette valeur de 3.9 mb pour l' ^{100}Ag est un ordre de grandeur plus faible que les estimations données par les codes de calculs statistiques (PACE [Gav80], HIVAP [Rei81] et CASCADE [Püh77]) que nous avons utilisés auparavant pour estimer la section efficace absolue. En normalisant nos taux de comptage à cette valeur expérimentale pour l' ^{100}Ag [Sch95], les sections efficaces de production du ^{100}Cd , de l' ^{100}In et de l' ^{100}Sn ont été obtenues et sont présentées dans le Tableau VI.2. Toutes ces sections efficaces sont un ordre de grandeur plus faibles que les prédictions des modèles statistiques.

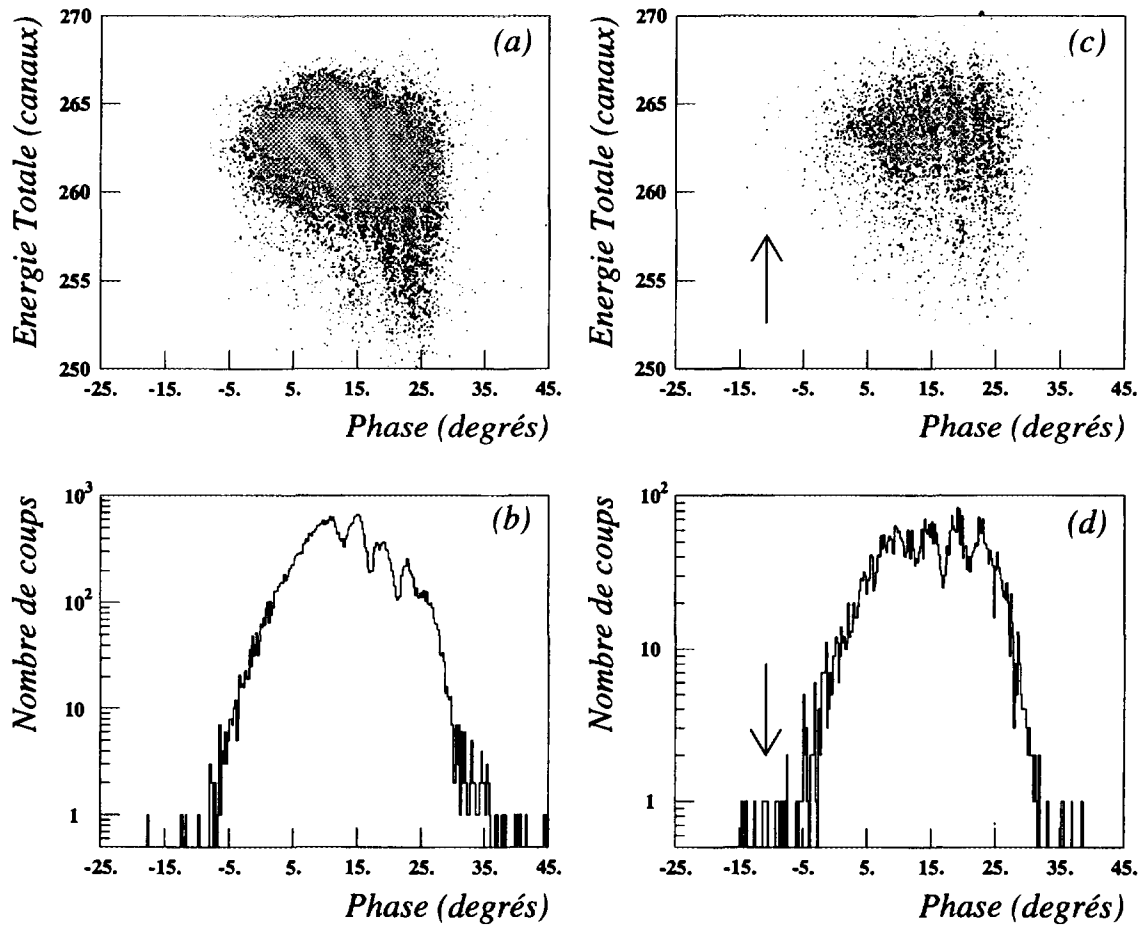


Figure VI.10: Spectres "Energie Totale - Phase" et leurs projections sur l'axe des phases, conditionnés par les fenêtres "In" [(a),(b)] et "Sn" [(c),(d)] sur le paramètre d'identification $f(Z)$, comme indiqué sur la Figure VI.9. Les flèches indiquent la position des coups de $^{100}\text{Sn}^{22+}$.

^AX	Expérience		Modèle Stat. PACE (mb)	Modèle Stat. HIVAP (mb) [Roe94, Ryk95]	Modèle Stat. CASCADE (mb)
	(c/h/nAe)	(mb)			
^{100}Ag	~ 40	3.9 [Sch95]	30	38	38
^{100}Cd	~ 10	~ 1	16	7	3.2
^{100}In	~ 0.01	~ 0.001	0.02	0.014	0.027
^{100}Sn	$\sim 4 \times 10^{-4}$	$\sim 4 \times 10^{-5}$	–	0.0003	–

Tableau VI.2: *Sections efficaces de production expérimentales normalisées à la valeur de Schubart et al [Sch95] pour $l^{100}\text{Ag}$, et comparées aux prédictions de plusieurs modèles statistiques.*

VI.4.2 Comparaison entre fusion-évaporation et fragmentation

La section efficace de production de $l^{100}\text{Sn}$, $\sigma_{CSS2} = 40$ nbarn, que nous avons pu ainsi estimer est faible, mais cette valeur est toutefois environ trois ordres de grandeur plus forte que celles qui ont été obtenues au GANIL et au GSI avec les réactions de fragmentation : $\sigma_{LISE3} \geq 120$ pbarn [Lew94], et $\sigma_{FRS} = 11$ pbarn [Sch94]. La Figure VI.11 représente les sections efficaces expérimentales de noyaux $N = Z$ jusqu'à $l^{100}\text{Sn}$, produits par des réactions de fusion-évaporation et par fragmentation. On peut remarquer que les sections efficaces de production des noyaux $N = Z$ par fusion-évaporation mesurées à Daresbury [Gel91, Gel95] sont, de manière systématique, de deux à trois ordres de grandeur plus élevées que celles de fragmentation [Moh91a, Hen94, Reg96], observation qui semble également valable pour $l^{100}\text{Sn}$. Il est toutefois important de noter que seules les valeurs expérimentales de Gelletly et al, obtenues par fusion-évaporation, sont publiées avec leurs barres d'erreur. Toutes les sections efficaces par fragmentation provenant des données de MSU (A1200), qui sont représentées sur cette figure, ont été déterminées à partir des renseignements trouvés dans les références citées, après normalisation sur les prédictions du code INTENSITY, et doivent être considérées avec précaution. Nous estimons que ces sections efficaces sont entachées d'un facteur d'erreur pouvant aller jusqu'à 5 ou même 10. Néanmoins, cette figure montre qu'en faisant passer une droite au milieu de ces points jusqu'à $Z = 42$, pour les deux types de réaction, une section efficace pour $l^{100}\text{Sn}$ peut être extrapolée et celle-ci est dans les deux cas très proche des valeurs expérimentales (symboles

pleins). Bien sûr le taux de comptage final pour un noyau est différent selon l'expérience considérée puisqu'il dépend de l'intensité du faisceau incident, de l'épaisseur de la cible, de la transmission du dispositif expérimental utilisé et de la section efficace de production [Roe95].

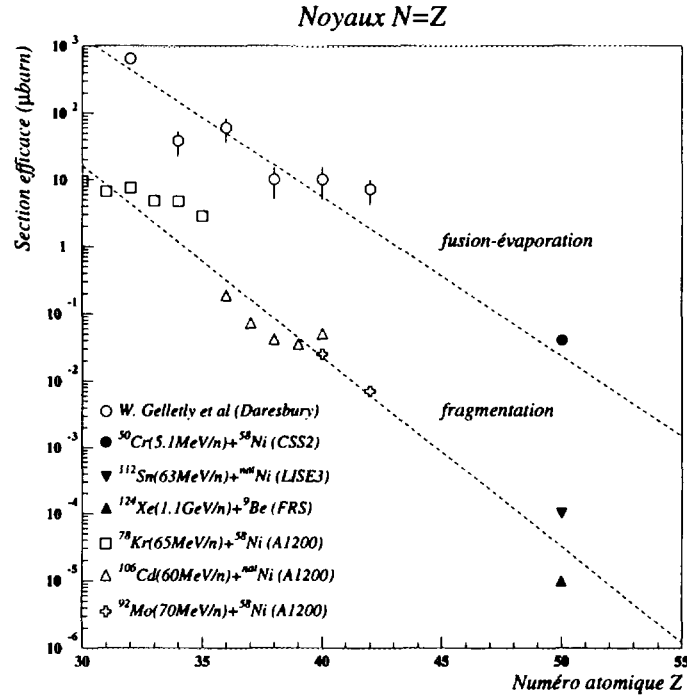


Figure VI.11: Sections efficaces expérimentales de noyaux $N = Z$ jusqu'à ^{100}Sn , produits par des réactions de fusion-évaporation et par fragmentation. Les sections efficaces de production des noyaux par fusion-évaporation mesurées par Gelletly et al [Gel91, Gel95] ainsi que notre valeur (CSS2) pour ^{100}Sn sont, de manière systématique, de deux à trois ordres de grandeur plus élevées que celles mesurées avec des réactions de fragmentation à MSU (A1200) [Moh91a, Hen94, Reg96], au GSI (FRS) [Sch94] et au GANIL(LISE3) [Lew94].

VI.4.3 Estimation de la transmission

Le taux de transmission totale entre la cible de production et le cyclotron peut être calculé de la manière suivante :

$$T_{\text{tot}} = \frac{N_{\text{acc}}}{N_{\text{prod}}} \quad (\text{VI.13})$$

où N_{acc} est le taux de comptage des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ fortement dominants, accélérés et détectés dans le cyclotron, et N_{prod} le taux de comptage de ces ions au niveau de la cible de production. Ce dernier peut se calculer ainsi :

$$N_{prod} = N_{cible} \times N_{inc} \times \sigma_{prod} \quad (\text{VI.14})$$

où N_{cible} est le nombre de noyaux de ^{58}Ni qui se trouvent dans la cible d'épaisseur $\varepsilon = 1.3 \text{ mg/cm}^2$, N_{inc} est le nombre d'ions $^{50}\text{Cr}^{9+}$ ($i \approx 400 \text{ nAe}$) incidents sur la cible, et σ_{prod} est la section efficace de production de l' ^{100}Ag , soit numériquement :

$$N_{prod} = \frac{1.3 \times 10^{-3} \times 6.02 \times 10^{23}}{58} \times \frac{0.4 \times 10^{-6}}{9 \times 1.6 \times 10^{-19}} \times 3.9 \times 10^{-27} \sim 15000/s.$$

Le nombre d'ions d' $^{100}\text{Ag}^{22+}$ détectés expérimentalement étant de l'ordre de 5/s (~ 40 coups/heure/nAe), le taux de transmission totale est :

$$T_{tot} = \frac{5/s}{15000/s} \sim 3 \times 10^{-4}.$$

Cette transmission est tout à fait comparable à celles dont nous avons pu calculer une estimation avant l'expérience, à partir des largeurs en angle et en moment du faisceau.

↪ Dans le cas du faisceau de $^{50}\text{Cr}^{11+}$ (5.3 MeV/nucléon) ralenti dans la cible de 22.5 mg/cm² de tantale (+ nickel), nous avons calculé un straggling en énergie ΔE d'environ 4 MeV (FWHM) [Tit39, Ahl80], pour une énergie E à la sortie de la cible d'environ 42.4 MeV, soit :

$$\frac{\Delta p}{p} = \frac{1}{2} \frac{\Delta E}{E} = 4.7 \%$$

et un straggling angulaire :

$$\Delta\theta = \Delta\varphi = 127 \text{ mrad (FWHM)}.$$

Compte tenu des acceptances angulaires et en moment de CSS2 données au chapitre IV, et de la probabilité de 10 % affectée à l'état de charge 11^+ pour le ^{50}Cr à cette énergie, le taux de transmission suivant peut être déduit :

$$T = \frac{1.4 \text{ \%}}{4.7 \text{ \%}} \times \frac{10.8 \text{ mrad}}{127 \text{ mrad}} \times \frac{20 \text{ mrad}}{127 \text{ mrad}} \times 0.10 \sim 4 \times 10^{-4}.$$

Nous retrouvons l'ordre de grandeur du taux de transmission totale T_{tot} calculé plus haut.

↔ Dans le cas des faisceaux secondaires, les largeurs en angle et en moment ont pu être estimées grâce au code PACE [Gav80], puisque celles-ci sont dominées par l'élargissement dû à l'évaporation. Nous avons obtenu :

$$\frac{\Delta p}{p} = 11.3 \% \text{ (FWHM)}$$

$$\Delta\theta = \Delta\varphi = 113 \text{ mrad (FWHM)}.$$

Le taux de transmission peut être calculé comme précédemment, en tenant compte des acceptances de CSS2 et de la probabilité de 16 % de l'état de charge 22^+ pour ^{100}Sn à 0.848 MeV/nucléon, soit :

$$T = \frac{1.4 \%}{11.3 \%} \times \frac{10.8 \text{ mrad}}{113 \text{ mrad}} \times \frac{20 \text{ mrad}}{113 \text{ mrad}} \times 0.16 \sim 3.4 \times 10^{-4}.$$

Dans ce cas aussi nous retrouvons le bon ordre de grandeur.

Le bon accord qui existe entre les transmissions calculées et la transmission observée expérimentalement confirme la bonne qualité du réglage.

VI.5 Détermination des masses de ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn

VI.5.1 Détermination des centres de gravité en phase

Pour déterminer les masses des différents isobares, il faut tout d'abord extraire leurs phases moyennes. La largeur en phase totale des paquets d'ions, répartie sur plusieurs tours pour les particules non isochrones, est conservée au cours de l'accélération, tant que les particules considérées ne sont pas trop éloignées de l'isochronisme. La mesure des différences de phases entre différents types de particules ayant effectué le même nombre de tours n'était pas possible, car ceci n'est valable que si la phase initiale de chaque particule a été déterminée. Il faut donc travailler avec les phases moyennes sur plusieurs tours. Les centres de gravité ont donc été déterminés de manière globale, en utilisant une procédure itérative qui consiste à soustraire successivement la contribution des ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ du spectre de l'Ag, les contributions des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{In}^{22+}$ du spectre de Cd et celle des ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ des spectres de l'In et de l'Sn, afin d'arriver à des spectres assez purs, dans la région de phase attendue, pour chacun des quatre isobares, et à partir desquels les centres de gravité ont ensuite pu être extraits. Les spectres de l'Ag, du Cd, de l'In et de l'Sn, sur lesquels ces soustractions ont été effectuées, sont les projections sur l'axe des phases des spectres "Energie Totale - Phase" conditionnés par les quatre fenêtres "Ag", "Cd",

“In” et “Sn” appliquées au paramètre d’identification $f(Z)$ comme sur la Figure VI.9. La résolution sur ce paramètre d’identification n’était pas très bonne, et en conséquence les ions de Z voisins laissaient une contribution dans ces spectres conditionnés, contribution d’autant plus importante que la statistique de ces voisins est grande.

Les contributions suivantes ont ainsi pu être estimées :

$$\begin{aligned} Ag_{pur} &= Ag - 0.5 \times Cd \\ Cd_{pur} &= Cd - 0.12 \times Ag - 0.5 \times In \\ In_{pur} &= In - 0.255 \times Cd \\ Sn_{pur} &= Sn - 0.03 \times Cd \end{aligned}$$

Dans les cas de l’Ag et du Cd, les coefficients ont été ajustés de manière à ce qu’il n’y ait pas de coups négatifs dans les spectres après soustraction, qui sont montrés sur les Figures VI.12 (a) et (b). Les événements les plus difficiles à isoler sont bien sûr ceux d’In, car il s’agit d’ions assez faiblement produits situés à côté des ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ beaucoup plus abondants. Les événements d’Ssn, comme on peut le voir sur les spectres des Figures VI.10 (c) et (d), sont comparativement mieux séparés des ions $^{100}\text{In}^{22+}$, et ne posent pas de problème particulier. Les coefficients correspondant à la contribution des ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ dans les spectres d’In et d’Ssn ont donc été ajustés de manière à isoler au mieux les événements d’In, visibles dans les spectres des Figures VI.12 (c) et (d), et formant un petit pic autour de la phase ≈ 110 canaux. L’ajustement de ces coefficients consiste à avoir une dispersion symétrique autour de 0 des coups situés à la frontière entre le pic et les événements de Cd, visibles en négatif. Tout en gardant le même critère, nous avons varié raisonnablement les coefficients de soustraction afin de voir comment cela affectait le centre de gravité. Le déplacement du centre de gravité ainsi évalué a été pris en compte dans la barre d’erreur systématique (environ 300 keV dans le cas de l’In et 200 keV dans celui du Cd).

Pour comparaison, les projections du spectre calculé de la Figure VI.8 (b) sur l’axe des phases sont représentées sur la Figure VI.13 pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ (a), $^{100}\text{Cd}^{22+}$ (b), $^{100}\text{In}^{22+}$ (c) et $^{100}\text{Sn}^{22+}$ (d). L’accord avec les spectres expérimentaux après soustraction est plutôt satisfaisant, les nombres de coups étant arbitraires. Pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$, le nombre de pics correspondant au nombre d’orbites interceptées dans le détecteur est comparable, sachant que ces spectres calculés ont été obtenus pour une po-

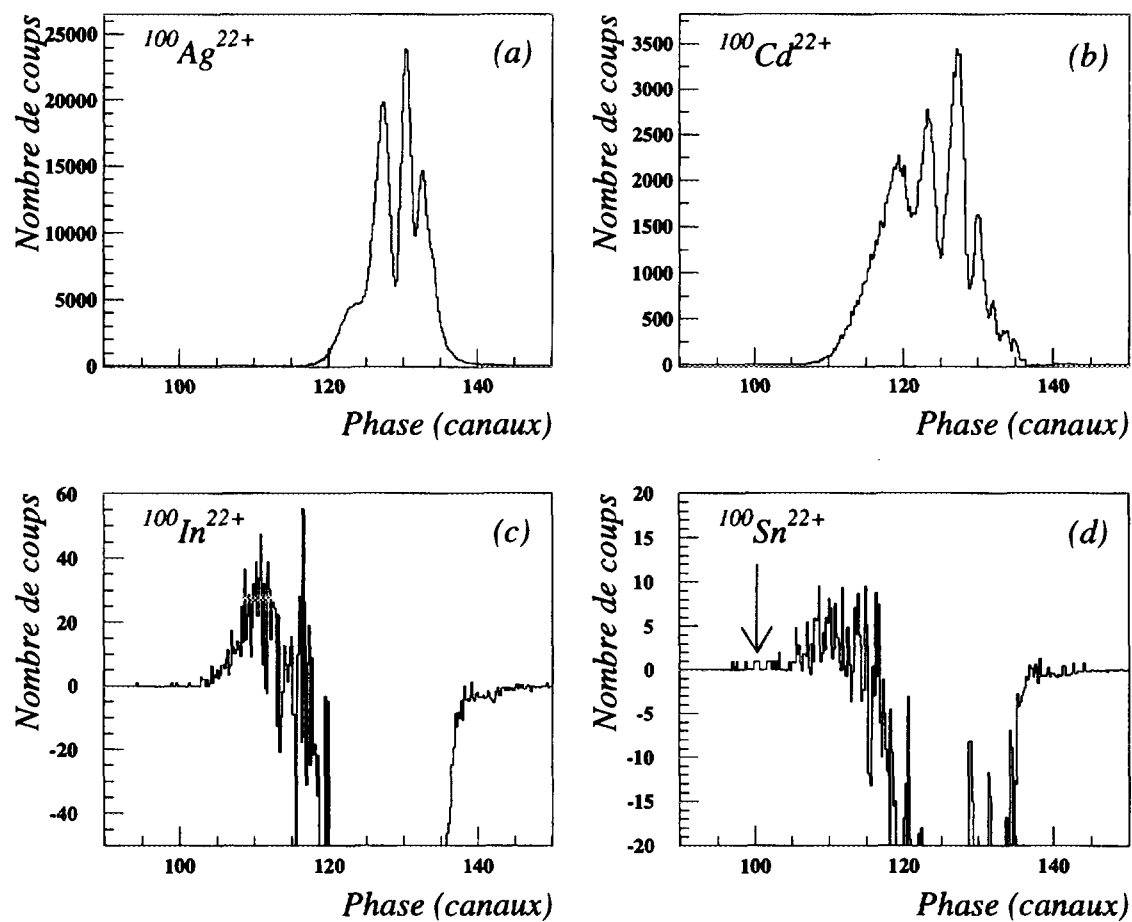


Figure VI.12: Spectres de phase après soustraction pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$, $^{100}\text{Cd}^{22+}$, $^{100}\text{In}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$.

sition moyenne de la sonde. Un seul pic pour les ions $^{100}\text{In}^{22+}$ isochrones, et une structure plate pour les ions $^{100}\text{Sn}^{22+}$, autant que la statistique permet de juger, sont observés.

C'est donc à partir des spectres de la Figure VI.12 que les centres de gravité en phase ont pu être déterminés pour chaque isobare :

$$\langle \phi \rangle (\text{canaux}) = \frac{\sum_{i\text{canal}} n_i \phi_i}{\sum_{i\text{canal}} n_i} \quad (\text{VI.15})$$

où n_i est le nombre de coups dans le canal ϕ_i . Ensuite, la différence de phases $\Delta\phi$ (canaux) de chaque isobare, par rapport à la phase de l' $^{100}\text{Ag}^{22+}$, peut être calculée. Dans le cas où la statistique est faible, le choix des limites inférieure et supérieure à poser sur les spectres de phase pour calculer les centres de gravité peut avoir une influence sur le résultat. Notamment pour l'In, en fonction de l'endroit désigné comme frontière avec le Cd, le centre de gravité peut se déplacer légèrement, et cela est pris en compte dans la barre d'erreur statistique.

VI.5.2 Etalonnage et détermination des excès de masse atomique

Pour transformer les différences de phases $\Delta\phi$ (canaux), ou de temps de vol, entre les différents isobares et l' $^{100}\text{Ag}^{22+}$, en différences de masses selon l'équation IV.12, un étalonnage est nécessaire.

Lors de l'expérience, cinq sauts en champ $\delta B/B_{\text{exp}}$ par rapport au champ du réglage d'isochronisme avec le $^{50}\text{Cr}^{11+}$ ont été effectués, correspondant aux différences relatives de masse/charge entre les ions $^{100}\text{X}^{22+}$ et $^{50}\text{Cr}^{11+}$, du $^{100}\text{Pd}^{22+}$ ($\delta B/B_{\text{table}} = 1.6 \times 10^{-4}$) à l' $^{100}\text{Sn}^{22+}$ ($\delta B/B_{\text{table}} = 4.7 \times 10^{-4}$). Pour chaque champ, les phases des ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$, $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Cd}^{22+}$ ont été relevées, quand la statistique le permettait, et reportées sur la Figure VI.14 (a) en fonction de $\delta B/B_{\text{exp}} - \delta(m_o/q)/(m_o/q)_{\text{table}}$, où $\delta(m_o/q)/(m_o/q)_{\text{table}}$ est la différence relative de masse/charge calculée par rapport à l' $^{100}\text{Ag}^{22+}$, et définie par l'équation VI.9 (voir le Tableau VI.1). Ceci permet d'avoir les points correspondant aux ions $^{100}\text{Cd}^{22+}$ et $^{50}\text{Cr}^{11+}$ alignés avec ceux des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$. La figure VI.14 (a) confirme qu'un étalonnage avec les sauts en champ magnétique n'est pas assez précis, mais c'est néanmoins une confirmation importante de la méthode.

Nous avons alors utilisé la simulation NTOURPHI pour obtenir une courbe d'étalonnage théorique. Pour cela nous avons ajusté la phase à l'origine ϕ_o et le rayon de détection r_f ,

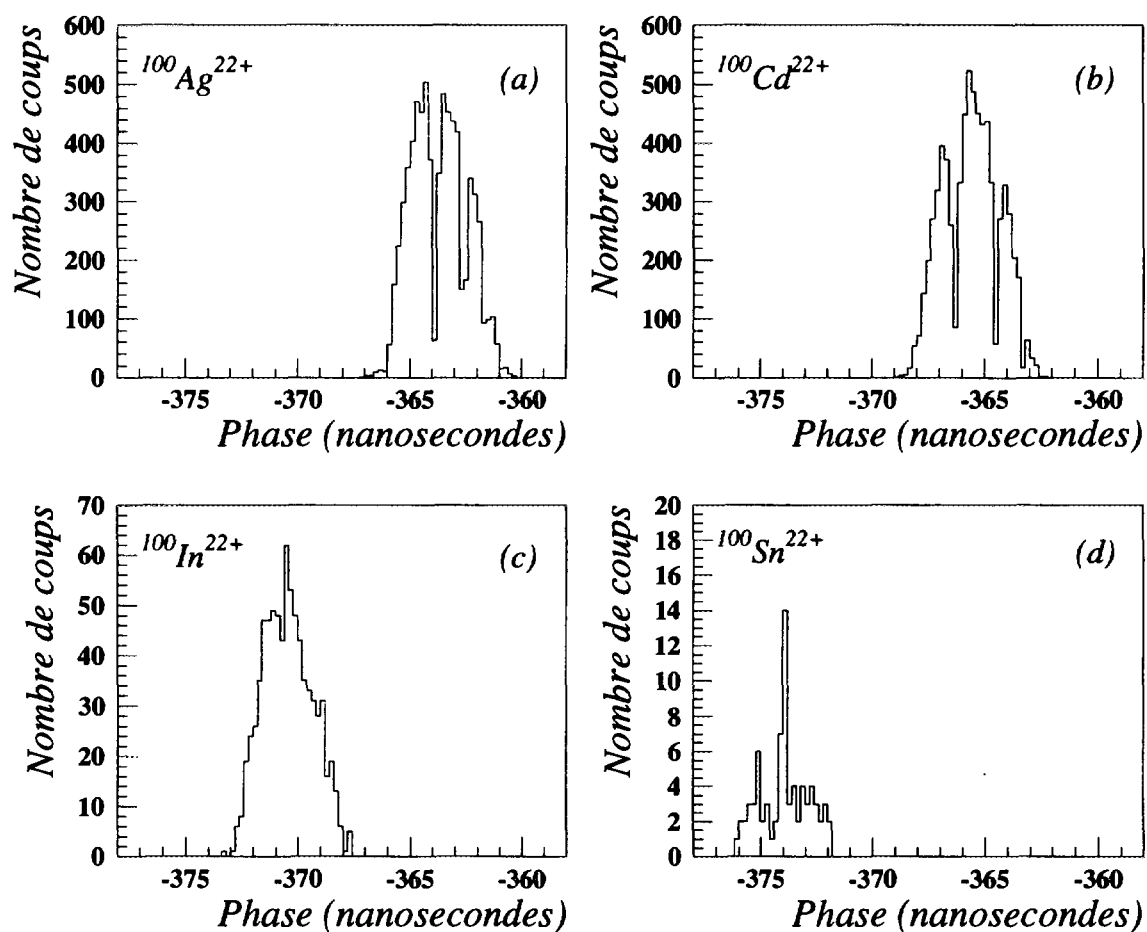


Figure VI.13: Simulation JOAN : spectres de phase pour les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$, $^{100}\text{Cd}^{22+}$, $^{100}\text{In}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$.

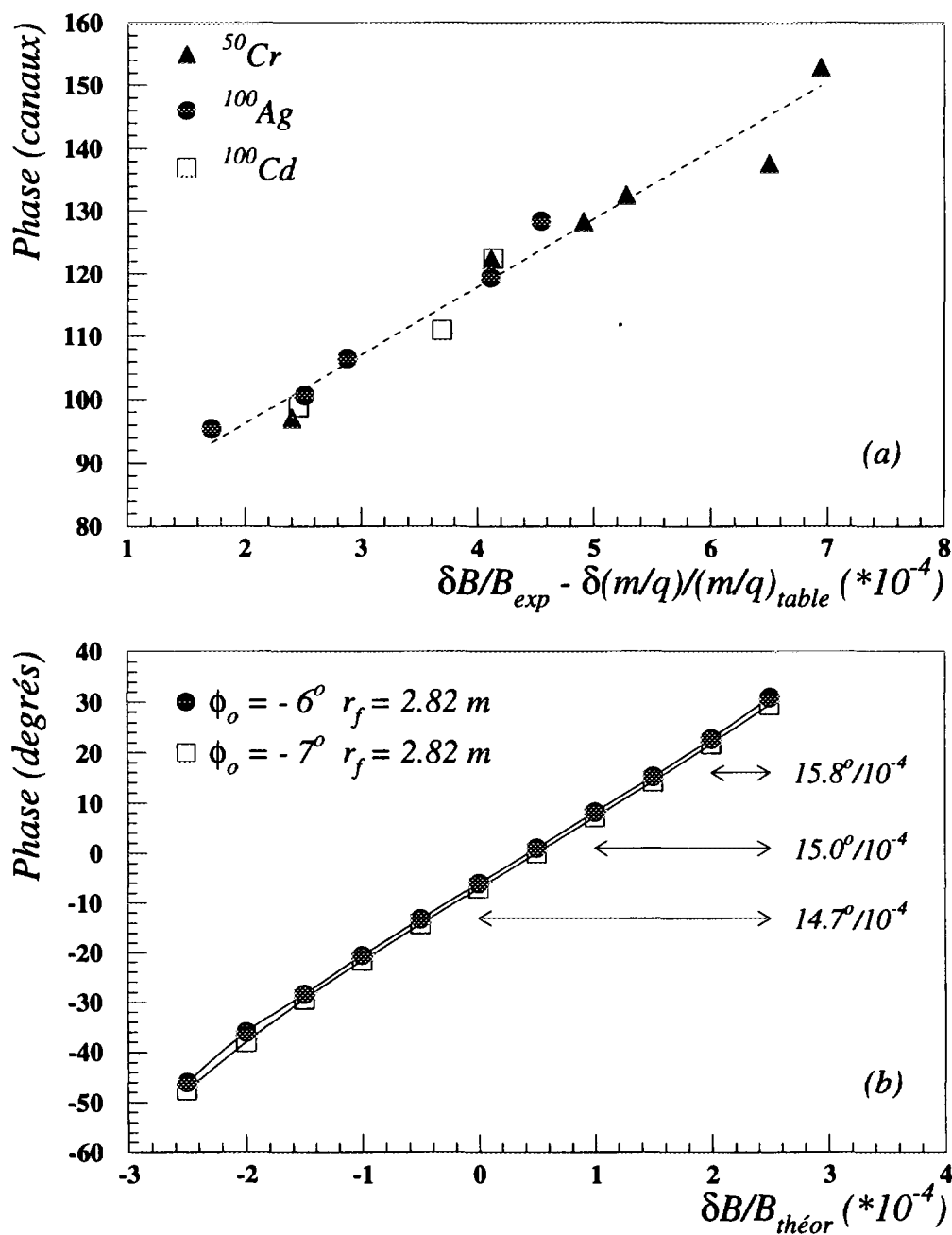


Figure VI.14: Etalonnage (a) expérimental, (b) théorique, de la phase en fonction des sauts en champ magnétique.

de manière à reproduire le nombre de tours effectués dans le cyclotron jusqu'au détecteur déterminé expérimentalement. En effet, il était possible de compter le nombre de tours effectués par les ions $^{50}\text{Cr}^{11+}$, directement sur la courbe d'isochronisme obtenue avant d'effectuer le saut en champ de 4.7×10^{-4} , soit $N_T = 79 \pm 2$. Et à la fin de l'expérience, c'est-à-dire après avoir effectué le dernier saut en champ de 4.7×10^{-4} , le nombre de tours effectués par les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ qui ne sont pas isochrones, et qui effectuent donc un peu plus de tours, a pu être mesuré avec la méthode décrite au chapitre III : $N_T = 81 - 82 \pm 2$. La Figure VI.14 (b) représente les courbes d'étalonnage de phase en fonction de $\delta B/B_{théor}$, obtenues avec deux calculs NTOURPHI, reproduisant au mieux les nombres de tours mesurés, soit : $N_T = 79$ pour $\delta B/B_{théor} = 0$, et $N_T = 81$ (pour $\phi_o = -7^\circ$ et $r_f = 2.82$ m) ou $N_T = 82$ (pour $\phi_o = -6^\circ$ et $r_f = 2.82$ m) pour $\delta B/B_{théor} = 2.5 \times 10^{-4}$, qui correspond à l'ordre de grandeur de la différence relative de masse/charge entre les ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ et $^{100}\text{Sn}^{22+}$ (voir le Tableau VI.1). Ces courbes ne sont pas vraiment des droites, et c'est la raison pour laquelle nous avons utilisé un coefficient d'étalonnage moyen (en $^\circ/10^{-4}$) différent pour chaque domaine de différence relative de masse/charge par rapport à l' $^{100}\text{Ag}^{22+}$ (2.5×10^{-4} pour l' $^{100}\text{Sn}^{22+}$, 1.5×10^{-4} pour l' $^{100}\text{In}^{22+}$ et 0.5×10^{-4} pour le $^{100}\text{Cd}^{22+}$), afin de rendre compte de l'effet du terme de troisième ordre visible sur ces courbes. Ensuite, ces coefficients ont été transformés de $^\circ/10^{-4}$ en canaux/ 10^{-4} sachant que :

$$\phi(\text{canaux}) = \frac{\phi(^\circ)}{k} \times \frac{T_{HF}}{360^\circ} \quad (\text{VI.16})$$

où k est le coefficient d'étalonnage du TAC en nanosecondes/canal si T_{HF} est en nanosecondes.

Connaissant ces coefficients d'étalonnage en canaux/ 10^{-4} , les différences de phases $\Delta\phi$ (canaux) de chaque isobare, mesurées par rapport à la phase de l' $^{100}\text{Ag}^{22+}$, peuvent alors être transformées en différences relatives de masse/charge $\delta(m_o/q)/(m_o/q)_{exp}$, qui sont reportées dans le Tableau VI.3.

Il reste à calculer les excès de masse atomique de chaque isobare $A = 100$, de la manière suivante :

$$\Delta M_{exp}(^{100}X) = \left[\frac{\delta(m_o/q)}{(m_o/q)}(^{100}X^{22+}) \right]_{exp} \times A \times uma + \Delta M_{table}(^{100}\text{Ag}) \quad (\text{VI.17})$$

avec :

$$\Delta M_{table}(^{100}\text{Ag}) = -78.180 \pm 0.080 \text{ MeV.}$$

$A\text{X}^{q+}$	Z	$\left[\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}\right]_{\text{table}}$ [Aud95]	$\left[\frac{\delta(m_o/q)}{m_o/q}\right]_{\text{exp}}$
$^{100}\text{Cd}^{22+}$	48	0.00004148	0.00004257
$^{100}\text{In}^{22+}$	49	0.00015092*	0.0001449
$^{100}\text{Sn}^{22+}$	50	0.00022912*	0.0002189

Tableau VI.3: *Différences relatives expérimentales des rapports m_o/q des ions isobares $A = 100$, calculées par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$, et comparées aux valeurs de la table d'Audi et Wapstra.*

Dans le calcul des excès de masse, nous avons tenu compte de l'énergie de masse des électrons, mais pas de leur énergie de liaison. En fait, il faudrait tenir compte des différences d'énergies de liaison des électrons entre les atomes d' ^{100}Ag et de ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn , différence qui est tout à fait négligeable devant la barre d'erreur systématique.

Finalement, nous obtenons les excès de masse suivants :

$$\Delta M(^{100}\text{Cd}) = -74.180 \pm 0.200 \text{ (syst.) MeV}$$

$$\Delta M(^{100}\text{In}) = -64.650 \pm 0.300 \text{ (syst.)} \pm 0.100 \text{ (stat.) MeV}$$

$$\Delta M(^{100}\text{Sn}) = -57.770 \pm 0.200 \text{ (syst.)} \pm 0.900 \text{ (stat.) MeV}$$

Les erreurs systématiques tiennent compte quadratiquement de l'incertitude due à la procédure de soustraction décrite plus haut, dans le cas du Cd et de l'In, et de l'incertitude engendrée par l'étalonnage théorique avec la simulation NTOURPHI compte tenu de l'incertitude sur le nombre de tours, dominante pour l'Sn (environ 50 keV pour le Cd et l'In, et 200 keV pour l'Sn). Nous avons supposé qu'il n'y avait pas d'états isomériques de durée de vie longue par rapport au temps de vol total dans le cyclotron qui est de l'ordre de quelques dizaines de microsecondes. Ces masses peuvent être comparées aux

valeurs expérimentales présentées dans la table d'Audi et Wapstra [Aud95] pour le ^{100}Cd (-74.310 ± 0.100 MeV) [Ryk89] et aussi pour l' ^{100}In (-64.130 ± 0.380 MeV), qui provient de la combinaison d'une mesure indirecte [Sze95] et de notre mesure directe préliminaire, obtenue lors de la première expérience avec CSS2 pour les isobares $A = 100$ en octobre 1994 [LS95]. La masse de l' ^{100}Sn (-56.860 ± 0.430 MeV) donnée dans la table d'Audi et Wapstra est une estimation basée sur des extrapolations à partir de tendances systématiques. Notre masse du ^{100}Cd est en bon accord avec la masse tabulée, ce qui nous donne confiance dans les nouveaux résultats pour l' ^{100}In et l' ^{100}Sn .

La désintégration β^+ , comme la capture électronique (EC), fait passer du noyau $^A_Z X$ au noyau fils $^A_{Z-1} Y$. Elle se produit pour des rapports N/Z faibles par rapport à la ligne de stabilité, lorsqu'un proton se transforme en neutron, ce qui s'accompagne de l'émission d'un neutrino. La valeur de Q de cette désintégration isobarique est définie, avec les excès de masse atomique, de la manière suivante :

$$Q_{EC} = \Delta M(^A_Z X) - \Delta M(^A_{Z-1} Y) \quad (\text{VI.18})$$

La valeur de Q_{EC} de $^{100}\text{Sn} \longrightarrow ^{100}\text{In}$, calculée avec nos excès de masses expérimentaux, est :

$$Q_{EC} = \Delta M(^{100}\text{Sn}) - \Delta M(^{100}\text{In}) = 6.88 \pm 1.00 \text{ MeV}.$$

Celle-ci peut être comparée à une autre estimation, obtenue à partir des données de GSI [Fae96] :

$$Q_{EC} = 7.2^{+0.8}_{-0.5} \text{ MeV}.$$

Les deux valeurs sont en très bon accord. Notons que cette dernière valeur de Q_{EC} a été obtenue avec certaines hypothèses, notamment une décroissance à une seule composante pour les événements β .

Chapitre VII

Discussion des résultats et perspectives théoriques

VII.1 Comparaison avec des modèles de masses nucléaires

Bien que la barre d'erreur statistique sur la mesure de l'excès de masse de l' ^{100}Sn soit grande, nous avons comparé cette valeur expérimentale à différentes prédictions. Celles-ci proviennent principalement des tables de prédictions de masses de 1986-1987 par Peter E. Haustein [Hau88] et de 1975 par S. Maripuu [Mar76], mais également de références plus récentes citées ci-dessous, et sont de natures différentes :

- ▷ extrapolations/interpolations à partir de tendances systématiques par G. Audi et A.H. Wapstra [Aud93, Aud95]
- ▷ calculs modèle en couches par I.P. Johnstone et L.D. Skouras [Joh95]
- ▷ calculs microscopique-macroscopique par H. v. Groote et al [vG76], P. Möller et al [Möl95], W.D. Myers et al [Mye95, Aud96]
- ▷ calculs Extended Thomas-Fermi (ETFSI) par J.M. Pearson et al [Abo92, Aud96]
- ▷ formule semi-empiriques par S. Liran et N. Zeldes [Lir76], T. Tachibana et al [Tac88], J. Duflo et A.P. Zuker [Duf95, Aud96]
- ▷ relations locales par E. Comay et al [Com88], J. Jänecke et P.J. Masson [Jän88], P.J. Masson et J. Jänecke [Mas88]

Les Figures VII.1 et VII.2 représentent ces différentes estimations pour les excès de masses de l' ^{100}Sn et de l' ^{100}In respectivement, et montrent que celles-ci sont très différentes selon les modèles, l'écart entre les différentes prédictions pouvant atteindre 3 à 5 MeV.

La plupart des prédictions qui sont très éloignées de la valeur expérimentale ont été déterminées à partir de relations locales, ajustées sur les masses connues des noyaux stables avec de nombreux paramètres, et qui ont un mauvais pouvoir prédictif loin de la stabilité.

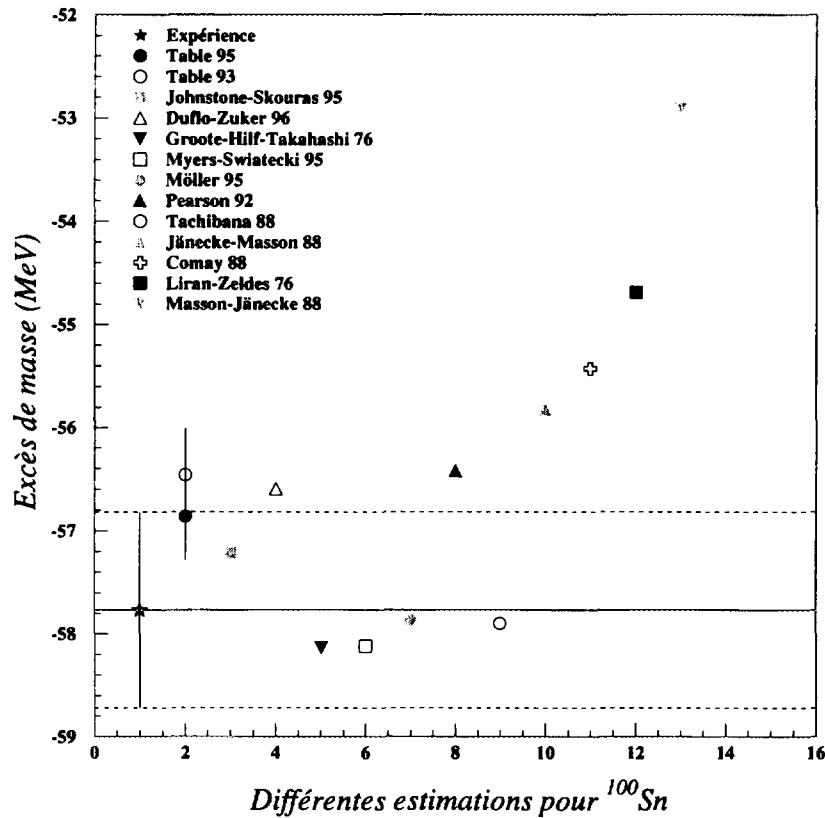


Figure VII.1: Différentes estimations de l'excès de masse de ^{100}Sn . Les lignes horizontales en pointillés représentent les limites fixées par la barre d'erreur expérimentale.

Nous avons ensuite comparé les résultats des calculs modèle en couches de Johnstone et Skouras [Joh95] à la table de masses d'Audi et Wapstra [Aud93] pour les énergies de liaison d'isotones $N = 50, 51$ et 52 (voir la Figure VII.3). L'énergie de liaison ($B.E.$) d'un noyau A_ZX se calcule à partir de son excès de masse atomique ΔM de la manière suivante :

$$B.E.(^A_ZX) = Z \times \Delta M(^1H) + N \times \Delta M(^1n) - \Delta M(^A_ZX) \quad (\text{VII.1})$$

avec :

$$\Delta M(^1n) = 8071.3228 \pm 0.0022 \text{ keV}$$

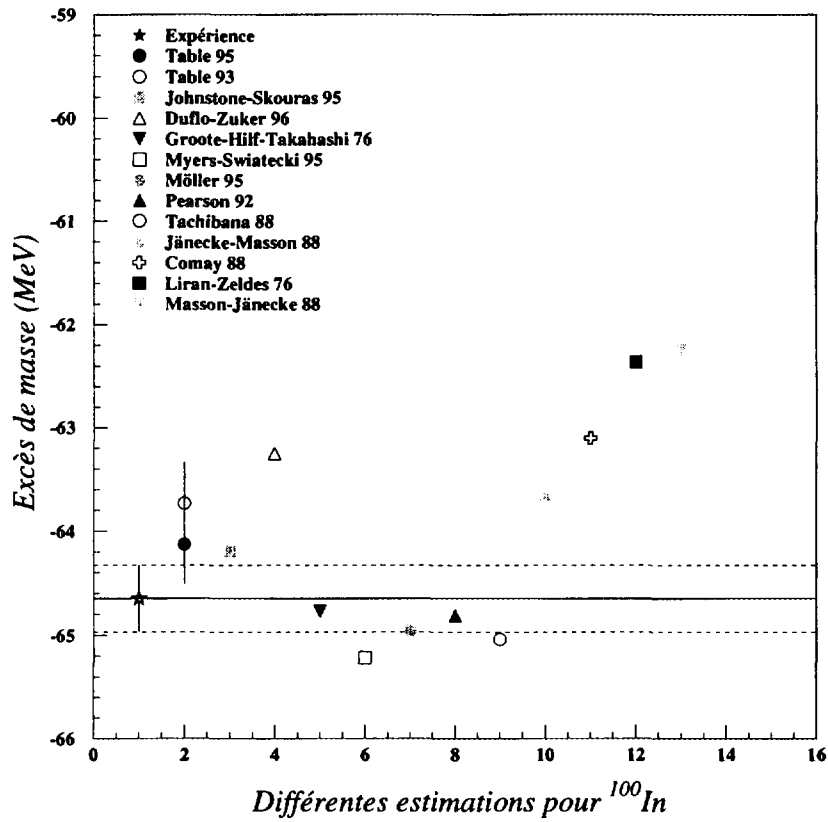


Figure VII.2: Différentes estimations de l'excès de masse de l' ^{100}In . Les lignes horizontales en pointillés représentent les limites fixées par la barre d'erreur expérimentale.

$$\Delta M(^1\text{H}) = 7288.96940 \pm 0.00064 \text{ keV}.$$

Cette figure montre que les calculs et les valeurs de la table sont en bon accord tant qu'il s'agit de valeurs expérimentales, c'est-à-dire jusqu'à l' ^{98}Ag et le ^{100}Cd en allant vers la drip-line proton. En revanche, un désaccord apparaît dès que les valeurs de la table de masses proviennent d'extrapolations à partir de tendances systématiques, soit à gauche de la ligne verticale en pointillés. Sur la Figure VII.3 sont représentés 33 noyaux allant du ^{90}Zr à l' ^{102}Sn du plus léger au plus lourd. Les calculs modèle en couches de Johnstone et Skouras prédisent une énergie de liaison plus forte que les valeurs extrapolées de la table de masses. D'autre part, nous avons également reporté sur cette figure nos résultats expérimentaux pour les énergies de liaison du ^{100}Cd , de l' ^{100}In et de l' ^{100}Sn (étoiles noires), et ceux-ci sont en bon accord avec les calculs de Johnstone et Skouras.

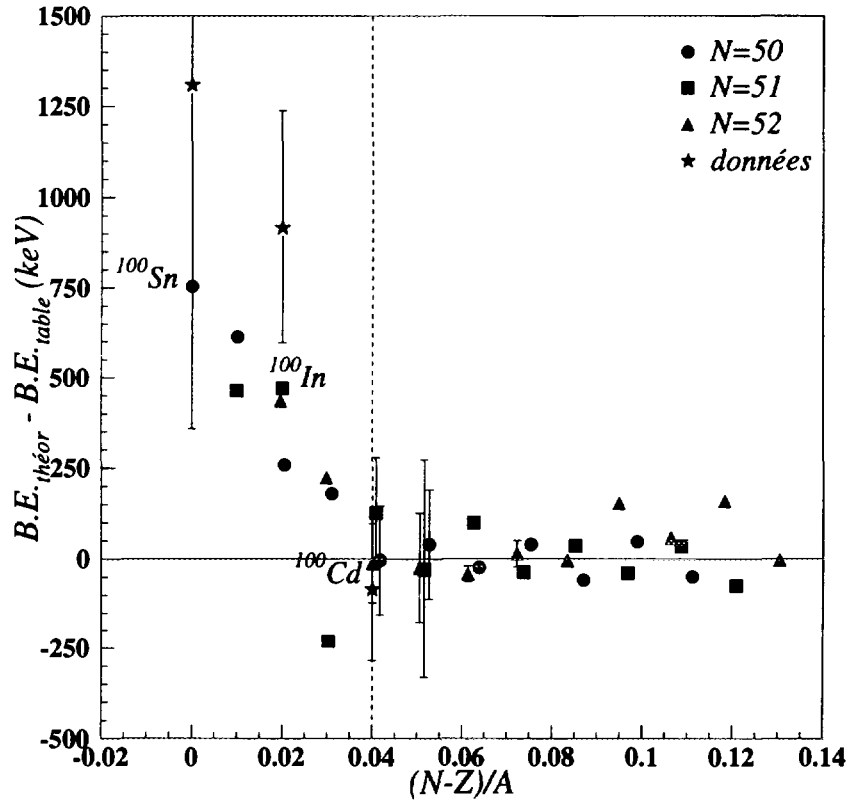


Figure VII.3: Comparaison entre les calculs modèle en couches de Johnstone et Skouras [Joh95] ($B.E._{théor}$) et la table de masses d'Audi et Wapstra [Aud93] ($B.E._{table}$) pour les énergies de liaison ($B.E.$) d'isotones $N = 50, 51$ and 52 du ^{90}Zr à ^{102}Sn . Nos résultats expérimentaux sont représentés par les étoiles noires.

Nous avons effectué cette comparaison avec les valeurs de la table d'Audi et Wapstra de 1993 et non celle de 1995. Ce choix se justifie en effet par le fait que la table de 1993 ne tient pas compte du résultat préliminaire que nous avons obtenu pour ^{100}In lors d'une première expérience de mesure de masses d'ions secondaires isobares $A = 100$ avec le cyclotron CSS2 [LS95]. Cette valeur préliminaire, compatible avec la deuxième mesure, indiquait déjà que ^{100}In était plus lié que prédit par Audi et Wapstra. En prenant en compte cette valeur préliminaire dans la nouvelle version de la table de masses, cela a alors pour effet de réduire l'écart avec les valeurs de la table sur la Figure VII.3, aussi bien pour les valeurs calculées que pour les valeurs expérimentales.

A ce niveau il est encore difficile de pouvoir justifier l'origine possible de cette plus grande énergie de liaison pour les noyaux $N \simeq Z$. Cependant, pour les noyaux $N = Z$ plus légers on observe très nettement un effet similaire qui a été attribué à un terme de Wigner. Nous allons à présent discuter la possibilité de persistance de cet effet pour les noyaux $N = Z$ au-delà de $Z = 30$.

Le noyau d' ^{100}Sn est particulièrement intéressant pour l'étude de la structure nucléaire, car son caractère doublement magique fournit un critère très puissant pour tester les modèles dans une région de fermeture de couches. En effet, l'étude des énergies de séparation d'un (S_n) ou deux (S_{2n}) neutrons, ou d'un (S_p) ou deux (S_{2p}) protons, laisse apparaître des singularités au niveau des couches fermées en neutrons ou en protons. La comparaison avec les résultats expérimentaux du comportement des différents modèles dans de telles régions apporte donc des informations cruciales qui permettent de contraindre ces modèles. Pour pouvoir poursuivre cette étude et compléter notre connaissance des énergies de liaison dans cette région de double fermeture de couches, la mesure des masses des noyaux voisins de ^{100}Sn , tels que ^{101}Sn et ^{102}Sn par exemple, est donc la prochaine étape à envisager.

VII.2 Discussion du terme de symétrie spin-isospin (terme de Wigner)

En 1937, E.P. Wigner [Wig37] a émis l'hypothèse que les forces nucléaires étaient invariantes par changement de spin et d'isospin (forces responsables des transitions dites Gamow-Teller), mais à cette époque, les données sur les masses nucléaires étaient très insuffisantes pour pouvoir tester cette hypothèse de symétrie spin-isospin, ou symétrie $\text{SU}(4)$. Les nombres quantiques associés à la symétrie $\text{SU}(4)$ spécifient la manière dont l'antisymétrisation de la fonction d'onde totale, constituée d'une partie spatiale et d'une partie dépendant du spin et de l'isospin, est distribuée sur chacune des ces parties de la fonction d'onde totale, et donnent des prédictions simples concernant les taux de décroissance β et les masses.

Récemment, l'expression de l'interaction n-p, δV_{np} , du dernier neutron avec le dernier proton, dont on sait qu'elle joue un rôle très important dans la structure des noyaux, a été empiriquement obtenue à partir des doubles différences d'énergie de liaison [Bre90], qui se

définit dans le cas des noyaux pairs-pairs par :

$$\begin{aligned}
 -\delta V_{np}(N, Z) &= \frac{1}{4} \cdot \{ [B.E.(N, Z) - B.E.(N-2, Z-2)] \\
 &\quad - [B.E.(N-2, Z) - B.E.(N-2, Z-2)] \\
 &\quad - [B.E.(N, Z-2) - B.E.(N-2, Z-2)] \} \\
 &= \frac{1}{4} \cdot \{ [B.E.(N, Z) + B.E.(N-2, Z-2)] \\
 &\quad - [B.E.(N-2, Z) + B.E.(N, Z-2)] \} \quad (\text{VII.2})
 \end{aligned}$$

où $B.E.(N, Z)$ est l'énergie de liaison (positive) d'un noyau pair-pair ayant N neutrons et Z protons.

Cette analyse par D.S. Brenner et al [Bre90] a permis de mettre en évidence des valeurs de $|\delta V_{np}|$ anormalement fortes piquées le long de la ligne $N = Z$. Pour la plupart des noyaux $N = Z$ connus, $|\delta V_{np}|$ augmente d'un facteur 2 ou plus par rapport aux noyaux voisins $N = Z + 2$, toujours dans les cas des noyaux pairs-pairs, et diminue de environ 4 MeV pour $Z = 8$ à environ 1.7 MeV dans le ^{56}Ni .

Une analyse similaire peut être menée dans les noyaux de A impair et les noyaux impairs-impairs. En résumé, dans les noyaux pairs-pairs et impairs-impairs, l'augmentation de $|\delta V_{np}|$ se produit le long de la ligne $N = Z$, alors que pour les noyaux de N impair (respectivement Z impair) celle-ci a lieu le long de la ligne $N = Z - 1$ (respectivement $N = Z + 1$). Bien que cette caractéristique soit consistante avec des calculs modèle en couches, tant schématiques que réalistes [Bre90], une interprétation simple n'a toujours pas été apportée à ce phénomène.

P. Van Isacker et al [Van95] ont récemment émis l'hypothèse que cette augmentation de $|\delta V_{np}|$ pour les noyaux $N = Z$ pourrait être une conséquence de la symétrie $SU(4)$ de Wigner, et que l'amplitude de cet effet pourrait fournir un test sensible de la qualité de cette symétrie. La théorie de Wigner, dans sa forme la plus simple, prédit que $|\delta V_{np}|$ est 5 fois plus grande dans les noyaux $N = Z$ que dans les noyaux $N \neq Z$. Les doubles différences d'énergie de liaison observées sont qualitativement consistantes avec les prédictions simples de la symétrie $SU(4)$. Quantitativement une déviation est cependant observée. Le long de la ligne $N = Z$, la symétrie $SU(4)$ est en effet de plus en plus brisée à cause de deux effets dont l'importance augmente avec la masse :

▷ l'interaction coulombienne

▷ l'interaction spin-orbite qui favorise une direction du spin.

Il semble donc que l'augmentation de $|\delta V_{np}|$ pour les noyaux $N = Z$ devrait disparaître graduellement pour les noyaux plus lourds.

Toutefois, les masses des noyaux situés au-delà du ^{56}Ni , qui déterminent $|\delta V_{np}|$, ne sont pas connues, et d'autre part, il y aurait une possibilité que cette symétrie $\text{SU}(4)$ soit restaurée vers la fin de la couche sd (voir [Van95] et les références citées dans cet article). Dans ce contexte, des mesures de masses le long de la ligne $N \simeq Z$, et la détermination de ces doubles différences d'énergie de liaison, devraient fournir une signature simple et claire de cette symétrie $\text{SU}(4)$.

A partir de la masse expérimentale de l' ^{100}Sn , de la masse connue du ^{100}Cd , des prédictions de la table d'Audi et Wapstra pour les noyaux de ^{96}Cd , ^{98}Cd , ^{102}Cd , et en estimant la masse de l' ^{98}Sn à partir de celle du ^{98}Cd en tenant compte du déplacement d'énergie coulombienne dans les noyaux miroirs, nous avons obtenu une indication que l'effet de ce terme de Wigner subsiste jusqu'à l' ^{100}Sn , mais ceci ne constitue en aucun cas une preuve.

Les Figures VII.4, VII.5 et VII.6 montrent l'évolution en fonction de Z de $-\delta V_{np}$ pour les noyaux pairs-pairs $N = Z$ et $N = Z + 2$, calculée selon l'équation VII.2, à partir des énergies de liaison expérimentales de la table d'Audi et Wapstra jusqu'à $Z = 30$, et à partir des énergies de liaison provenant de plusieurs modèles jusqu'à $Z = 50$.

En regardant ces figures, il apparaît clairement que seuls les modèles empiriques ou semi-empiriques [Möl95, Mye95, Com88, Tac88, Jän88, Mas88, Abo92, Sat88] réussissent à reproduire plus ou moins bien l'augmentation de $-\delta V_{np}$ pour les noyaux pairs-pairs $N = Z$ par rapport aux noyaux $N = Z + 2$. En effet, les paramétrisations des formules de masses empiriques tiennent explicitement compte du terme de Wigner, qui est généralement pris proportionnel à $|N - Z|$.

L'amplitude de cet effet observé entre les noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$, sa régularité et sa persistance dans tous les noyaux $N = Z$ connus, jusqu'à $Z = 30$, suggère une origine microscopique qu'il serait intéressant de reproduire avec des calculs champ moyen Hartree-Fock (HF) ou champ moyen relativiste (RMF). Or, pour le moment, à notre connaissance, cet effet n'est pas mis en évidence par ce type de calculs [Bei76, Cha96a, Hir93] (voir la Figure VII.4), à l'exception des calculs champ moyen Hartree-Fock de Z. Ren [Ren96]. Ces

derniers calculs prédisent en effet pour $Z = 50$ une différence de $-\delta V_{np}$ d'environ 500 keV entre $l^{100}\text{Sn}$ et $l^{102}\text{Sn}$ (voir la Figure VII.4 (c)), la différence se réduisant à 300 keV dans le cas où une force de Skyrme comprenant un terme de spin-orbite (SKI4) est utilisée (voir la Figure VII.4 (d)). Il semble pour le moment assez difficile de comprendre clairement la raison pour laquelle ces calculs ne donnent pas de résultats consistants entre eux.

Seuls les calculs modèle en couches de Brenner et al [Bre90] reproduisent bien l'effet observé jusqu'à $Z = 30$, mais dans ce type de calculs, le terme de Wigner est implicitement contenu dans les ajustements des éléments de matrice avec un grand nombre de paramètres. Nous n'avons cependant pas trouvé dans la littérature de calculs modèles en couches plus complets qui nous auraient permis de voir si ce type de calcul prédit la persistance de cet effet dans la région de $l^{100}\text{Sn}$.

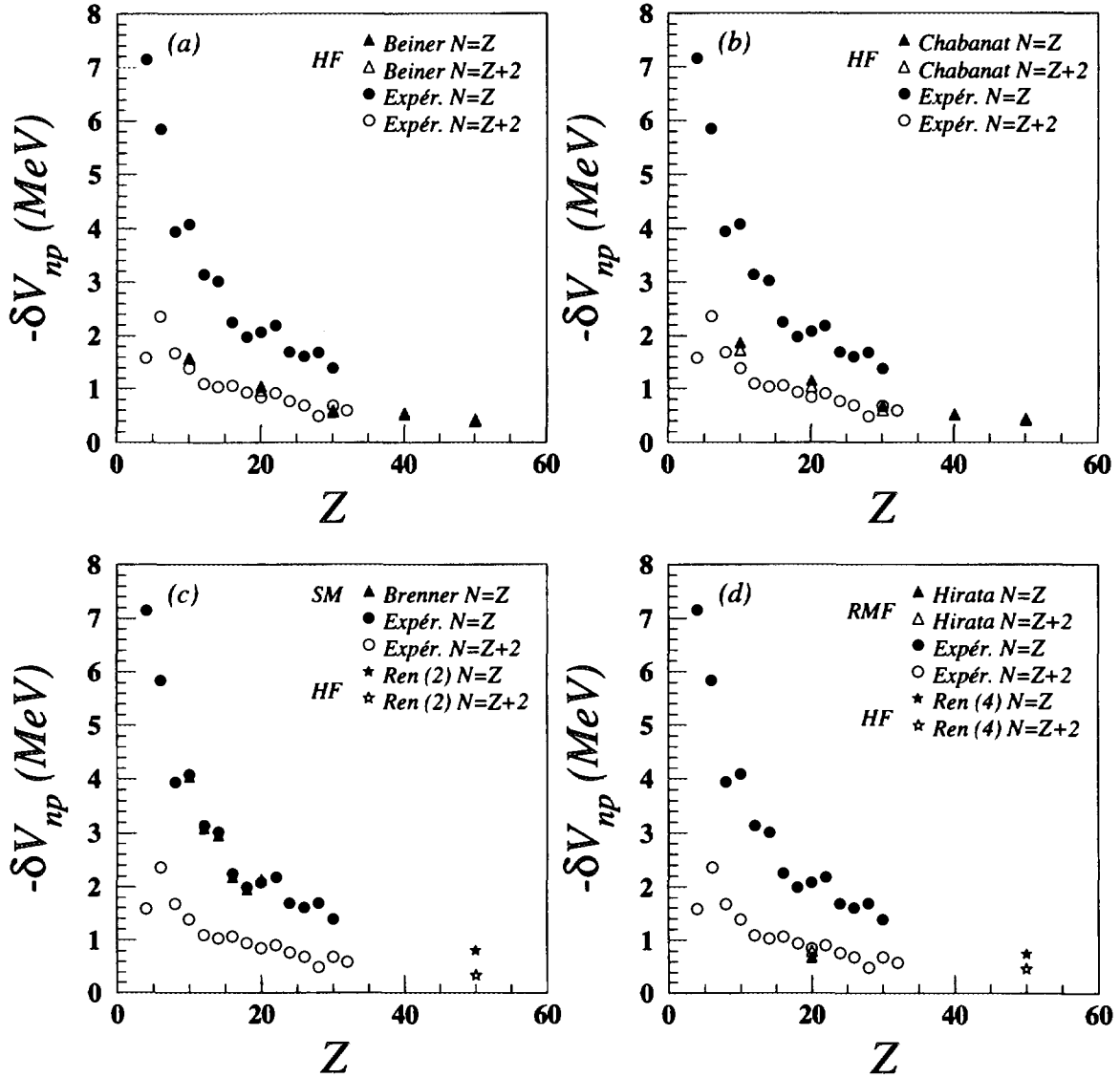


Figure VII.4: Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$. (a) Calculs champ moyen Hartree-Fock (HF) par Beiner et al [Bei76]. (b) Calculs champ moyen Hartree-Fock (HF) par E. Chabanat [Cha96a, Cha95] (force de Skyrme $SLy4$). (c) Calculs modèle en couches (SM) par Brenner et al [Bre90] et calculs champ moyen Hartree-Fock (HF) par Shen et Ren [She96, Ren96] (force de Skyrme $SKI2$). (d) Calculs champ moyen relativiste (RMF) par D. Hirata [Hir93, Hir91] et calculs champ moyen Hartree-Fock (HF) par Shen et Ren [She96, Ren96] (force de Skyrme $SKI4$).

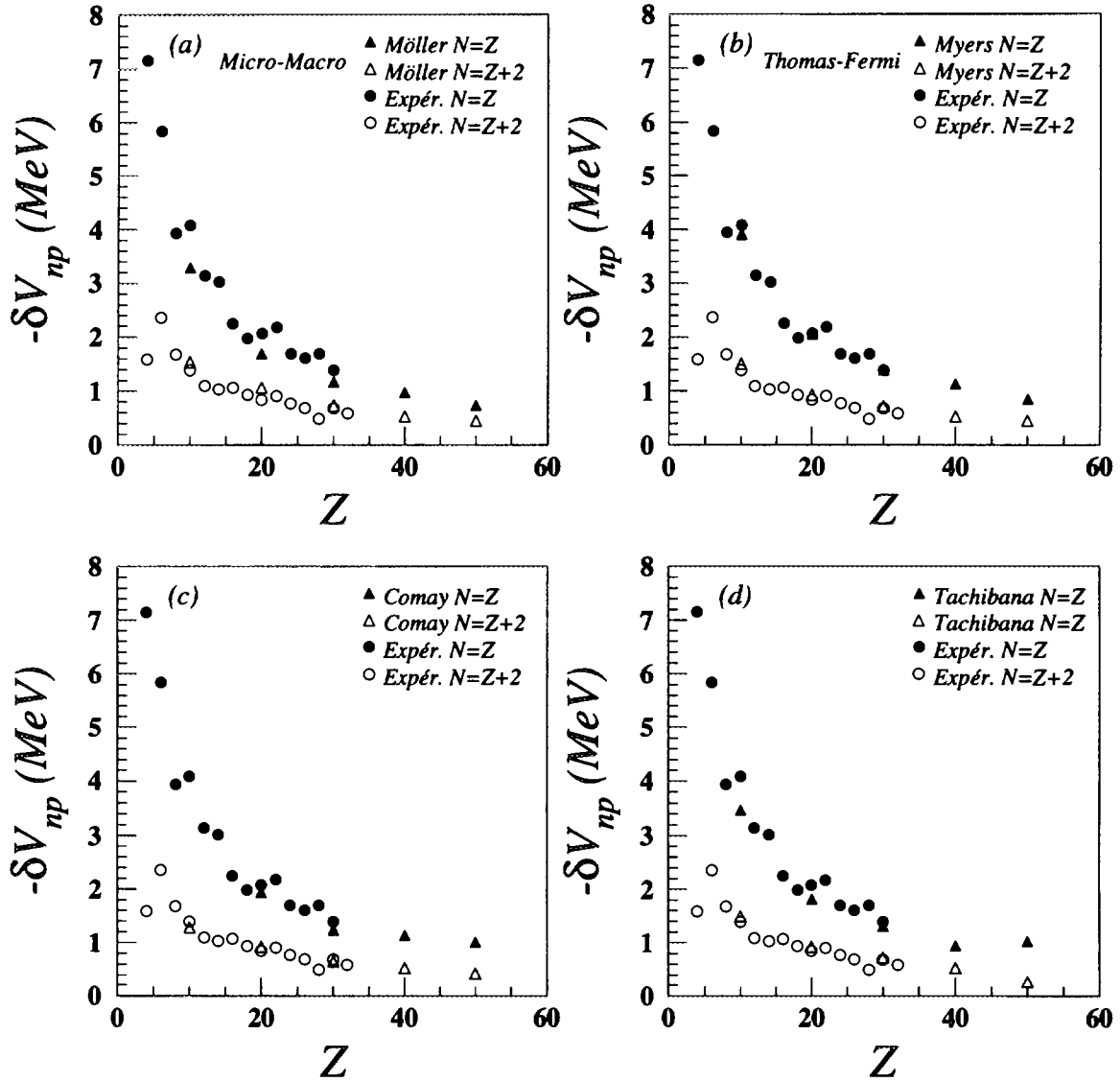


Figure VII.5: Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$. (a) Calculs Microscopique-Macroscopique par Möller et al [Möl95]. (b) Calculs Thomas-Fermi par Myers et Swiatecki [Aud96, Mye95]. (c) Prédications de Comay et al [Com88]. (d) Prédications de Tachibana et al [Tac88].

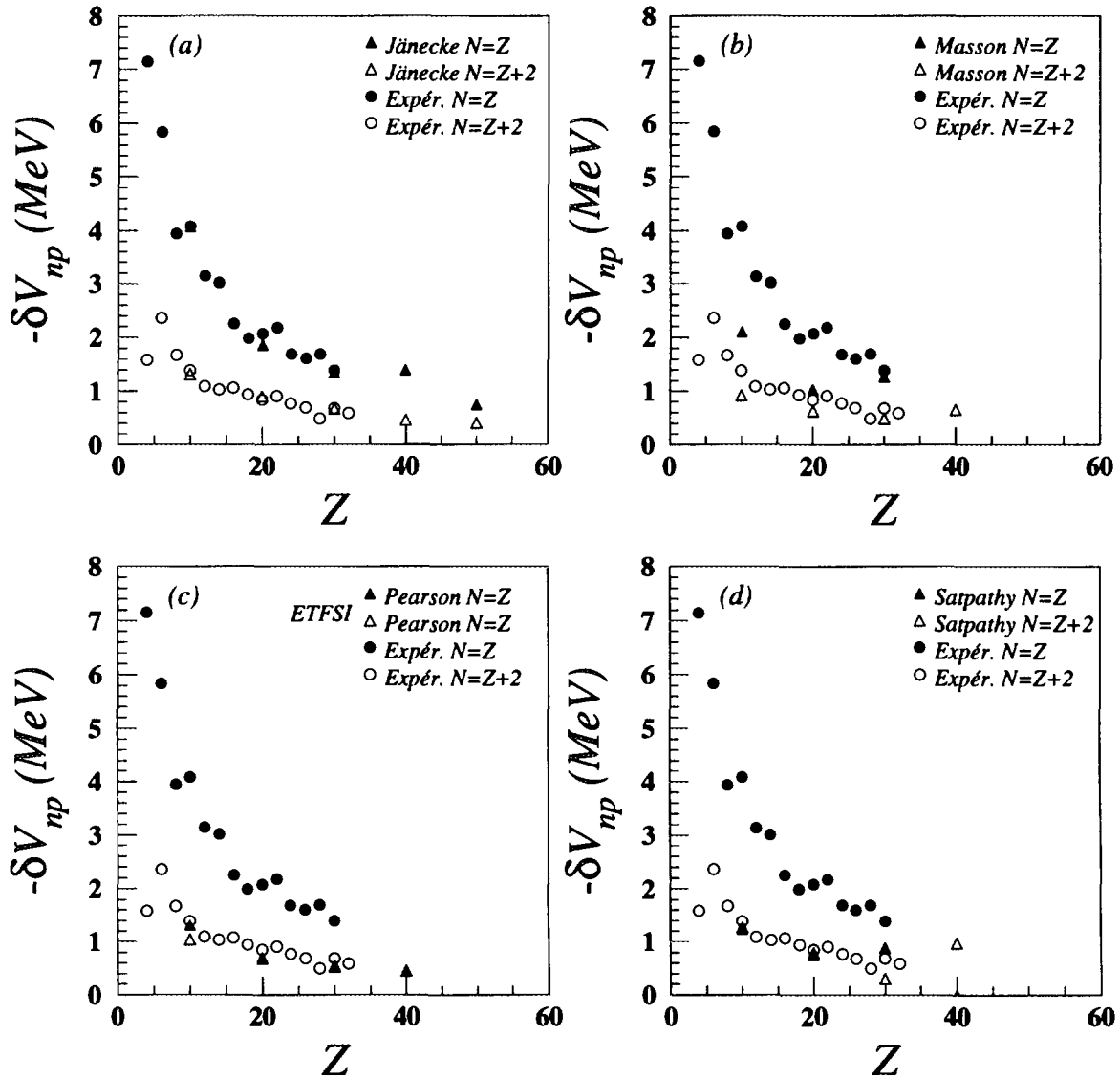


Figure VII.6: Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z+2$. (a) Prédictions de Jänecke et Masson [Jän88]. (b) Prédictions de Masson et Jänecke [Mas88]. (c) Calculs de Pearson et al [Aud96, Abo92]. (d) Prédictions de Satpathy et al [Sat88].

Conclusion

Dans le cadre de la problématique liée à l'étude des noyaux riches en protons le long de la ligne $N = Z$, nous avons mesuré les masses jusqu'alors inconnues de noyaux exotiques $N \simeq Z$, tels que l' ^{100}Sn , l' ^{100}In , le ^{70}Se et le ^{71}Se , avec une bonne précision.

Le relatif désaccord avec la valeur extrapolée de la table d'Audi et Wapstra, qui est obtenu pour l'énergie de liaison de l' ^{100}Sn , pourrait être interprété par la persistance, jusqu'à $Z = 50$, de l'effet du terme de Wigner dans les noyaux $N = Z$. Ce terme devrait diminuer par brisure de la symétrie spin-isospin, à cause de l'interaction coulombienne et de l'interaction spin-orbite pour des hauts moments angulaires. Néanmoins, l'origine microscopique de ce terme de Wigner n'est pas encore comprise au niveau théorique et il serait intéressant de savoir jusqu'à quel nombre de masses cette symétrie persiste, en obtenant des informations expérimentales au-delà de $Z = 30$.

Les mesures de masses que nous avons effectuées ont nécessité le développement de deux techniques de mesures directes par temps de vol, l'une couplant pour la première fois le nouvel outil SISSI aux spectromètres α et SPEG et utilisant la longueur de vol maximale disponible, et l'autre utilisant le deuxième cyclotron du GANIL, CSS2, comme un spectromètre de haute résolution et permettant, pour la première fois, d'accélérer des faisceaux exotiques au GANIL.

Ces expériences ont aussi nécessité la conception et le développement de systèmes de détection, notamment pour la localisation des ions secondaires, tels que des détecteurs à galettes de microcanaux et des petites chambres à dérive, avec lesquels une excellente résolution spatiale, inférieure au millimètre, a pu être obtenue.

Nous avons réussi à mettre au point une méthode de mesure de masses directe originale, spécifique à la configuration des cyclotrons du GANIL, qui nous a permis, pour la première

fois, de produire par la réaction de fusion-évaporation $^{50}\text{Cr} + ^{58}\text{Ni}$ à 255 MeV, d'accélérer simultanément et de séparer dans le cyclotron CSS2 le noyau doublement magique ^{100}Sn , ainsi que les noyaux ^{100}In , ^{100}Cd et ^{100}Ag . Les excès de masse atomique du ^{100}Cd , de ^{100}In et de ^{100}Sn ont été mesurés en prenant la masse de ^{100}Ag comme référence, avec respectivement une précision de 2×10^{-6} , 3×10^{-6} et 10^{-5} . La faible statistique accumulée pour le noyau d' ^{100}Sn est responsable de la précision obtenue.

Par ailleurs, cette expérience a également permis de donner une estimation de la section efficace de production de ^{100}Sn par une réaction de fusion-évaporation (40 nbarn), ce qui confirme que ces réactions sont nettement plus favorables que les réactions de fragmentation pour la production des noyaux $N = Z$. Mais les taux de comptage expérimentaux quant à eux dépendent en outre des luminosités et des transmissions des dispositifs considérés.

La première méthode, quant à elle, a été utilisée lors d'une expérience effectuée avec un faisceau de ^{78}Kr , dans le but de mesurer les masses de noyaux dans la région $A \approx 60 - 80$, et nous a permis de déterminer, par interpolation entre plusieurs masses connues pour $Z = 34$, les excès de masse atomique des noyaux de ^{70}Se et ^{71}Se avec une précision de $\sim 4.5 \times 10^{-6}$. Le résultat obtenu est en bon accord avec les estimations d'Audi et Wapstra, établies à partir des tendances systématiques, qui semblent être assez fiables lorsqu'il s'agit d'interpolations.

D'autre part, la mise au point d'une méthode de purification des faisceaux secondaires produits par fragmentation avec SISSI, basée sur l'épluchage des ions dans une feuille mince située entre les deux dipôles du spectromètre α , a été testée et utilisée avec succès dans cette expérience. Cette méthode permet de sélectionner une valeur du numéro atomique Z , si les ions sont totalement épluchés à la sortie de la feuille mince, sans augmentation de l'émission.

Nous avons toutefois rencontré un certain nombre de difficultés expérimentales. Les instabilités de SISSI lors de cette expérience, qui était l'une des premières à utiliser cet équipement, sont probablement la cause de ces difficultés.

Les changements de réglages de la première section du spectromètre α pour sélectionner une valeur de Z voisine, afin d'avoir suffisamment de masses de référence, rendent difficile le raccordement des différentes mesures entre elles, à la très haute précision cherchée. D'autre part, les masses des noyaux $N = Z$ dans cette région n'ont pu être mesurées avec une très bonne précision, par manque de statistique dû à une assez mauvaise transmission en moment.

Le succès de l'expérience utilisant le cyclotron CSS2 a également nécessité un effort expérimental considérable et repose sur un ensemble de tests réalisés auparavant avec des faisceaux secondaires d'ions légers. Grâce à ces tests, de nombreuses difficultés ont pu être maîtrisées, la méthode a pu être validée et la procédure expérimentale optimisée. Notamment, ces tests ont permis de conclure qu'il est également impossible d'obtenir une très bonne précision en variant le champ magnétique du cyclotron, tout comme dans le cas des changements de réglages du spectromètre α mentionnés plus haut.

Il existe d'autres méthodes de mesures de masses directes, utilisant des pièges ioniques, qui peuvent atteindre de très hautes précisions, jusqu'à 100 ou 1000 fois meilleures pour les noyaux stables. Pour des noyaux instables, l'utilisation de la trappe de Penning ISOLTRAP au CERN a fourni d'excellents résultats dans la région des terres rares [Bol96, Bec96]. Récemment, une méthode originale basée sur une mesure de fréquence a été développée auprès de l'anneau de stockage ESR au GSI, et testée avec succès pour des fragments d'Au, de Ni et de Bi [Gei92, Wol95].

Tout comme dans le cas de l'utilisation de l'ESR, les deux méthodes qui ont été développées au GANIL fournissent des mesures de masses relatives, pour lesquelles un étalonnage précis s'obtient à partir d'un ensemble de masses de référence. Bien que les erreurs systématiques liées à ce besoin de masses de référence soient plus grandes que dans le cas des mesures avec des trappes, les méthodes utilisant le spectromètre SPEG ou le cyclotron CSS2 restent malgré tout extrêmement compétitives, notamment pour les noyaux très exotiques de courte durée de vie et c'est la raison pour laquelle il est envisagé de continuer à les utiliser. Il est tout à fait permis d'espérer que ces erreurs systématiques puissent être diminuées au fur et à mesure que des améliorations pourront être apportées dans le futur, comme cela a été le cas de ISOLTRAP.

Les résultats de l'expérience réalisée avec SPEG dans la région de $A \approx 60 - 80$ semblent montrer que la limite de cette méthode a été atteinte pour ces noyaux lourds riches en protons. Cette méthode, qui a cependant déjà fait ses preuves pour des noyaux plus légers, semble nettement plus prometteuse pour la mesure des masses de noyaux exotiques du côté des riches en neutrons, car dans ce cas de nombreux noyaux transmis en même temps que les noyaux de masses inconnues peuvent servir de référence.

Compte tenu des sections efficaces de production par fusion-évaporation importantes pour ces noyaux de $A \approx 60 - 80$, il est préférable de choisir des isobares dans cette région et d'entreprendre la mesure de leurs masses avec le cyclotron CSS2, pourvu qu'un couple projectile-cible puisse être compatible avec l'énergie minimale délivrée par le premier cy-

clotron CSS1.

D'autre part, pour envisager de mettre en évidence un écart entre les doubles différences d'énergie de liaison pour les noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$ dans la région de $Z = 50$, il faut par exemple compléter les mesures de masses autour de l' ^{100}Sn par celles de l' ^{102}Sn , du ^{96}Cd et du ^{98}Cd , sachant qu'une estimation de la masse de l' ^{98}Sn peut être obtenue à partir de ce dernier, en considérant la différence d'énergie coulombienne dans les noyaux miroirs. Il est toutefois certainement plus facile, pour mieux apprécier cet effet, d'essayer de déterminer d'abord les masses des noyaux autour du ^{80}Zr , sous réserve qu'une réaction de production de ces noyaux puisse convenir aux diverses contraintes imposées par la méthode de mesure de masses avec les cyclotrons du GANIL.

L'expérience, qui a permis d'effectuer la mesure des masses d'ions isobares $A = 100$ au voisinage de l' ^{100}Sn , a depuis été suivie d'autres expériences. Notamment, une expérience visant à mesurer les masses de l' ^{101}Sn et de l' ^{101}In a récemment été réalisée, afin de compléter cette étude dans la région de double fermeture de couches autour du noyau doublement magique d' ^{100}Sn .

L'ensemble de ces expériences a, de plus, constitué une source d'informations extrêmement utiles pour les développements liés à la future exploitation du cyclotron CIME, dans le cadre du projet SPIRAL d'accélération de faisceaux exotiques au GANIL. Dans l'avenir, il pourra d'ailleurs être envisagé d'utiliser le cyclotron CIME, précisément conçu pour l'accélération de faisceaux de faible intensité, comme un spectromètre de haute résolution, pour effectuer des mesures de masses de noyaux exotiques avec une meilleure précision.

Bibliographie

- [Abo92] Y. Aboussir, J.M. Pearson, and A.K. Dutta, *Nuclear Physics* **A549** (1992), 155–179.
- [Ahl80] S.P Ahlen, *Review of Modern Physics* **52** (1980), 121.
- [Aud93] G. Audi and A.H. Wapstra, *The 1993 atomic mass evaluation*, *Nuclear Physics* **A565** (1993).
- [Aud95] G. Audi and A.H. Wapstra, *The 1995 update to the atomic mass evaluation*, *Nuclear Physics* **A595** (1995), 409–480.
- [Aud96] G. Audi, communication privée (1996).
- [Aug94] G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L.K. Fifield, M. Bajard, E. Baron, D. Bibet, P. Bricault, J.M. Casandjian, M. Chabert, M. Chartier, J. Fermé, L. Gaudard, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M.H. Moscatello, N.A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, A.C.C. Villari, and Yang Yong Feng, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A350** (1994), 235.
- [Aug95] G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, M. Chartier, D. Bibet, J.M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, N.A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, C. Spitaels, and A.C.C. Villari, *Nouvelles du GANIL* **54** (1995), 7.
- [Awe83] T. C. Awes, *Programme STOPX (ORNL)* (1983).
- [Bat93] J.C. Batcheler, D.M. Moltz, T.J. Ognibene, M.W. Rowe, and J. Cerny, *Physical Review* **C47** (1993), 2038.
- [Bau94] P. Baumann, M. Bounajma, A. Huck, G. Klotz, A. Knipper, G. Walter, G. Marguier, C. Richard-Serre, H. Ravn, E. Hagebø, P. Hoff, and K. Steffensen, *Physical Review* **C50** (1994), 1180.

- [Baz93] D. Bazin and O. Sorlin, Programme LISE (1993).
- [Bec96] D. Beck, H.-J. Kluge, A. Kohl, S. Schwarz, G. Audi, D. Lunney, M. de Saint Simon, M. König, E. Schark, R.B. Moore, J. Szerypo, G. Bollen, H. Raimbault-Hartmann, and the ISOLDE Collaboration, Proceedings of the EMIS13 International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and techniques Related to their Applications, Bad Dürkheim, Germany, September 23-27, 1996, à paraître dans Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B** (1996).
- [Bei76] M. Beiner, R.J. Lombard, and D. Mas, Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** (1976), 450.
- [Bet53] H.A. Bethe and J. Ashkin, *Experimental nuclear physics - "passage of radiations through matter"*, Editeur E. Segrè **1** (1953).
- [Bia89] L. Bianchi, B. Fernandez, J. Gastebois, A. Gillibert, W. Mittig, and J. Barrette, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A276** (1989), 509.
- [Bla95] B. Blank, S. Andriamonje, C. Czajkowski, F. Davi, R. Del Moral, J.P. Dufour, A. Fleury, A. Musquère, M.S. Pravikoff, R. Grzywacz, Z. Janas, M. Pfützner, A. Grewe, A. Heinz, A. Junghans, M. Lewitowicz, J.-E. Sauvestre, and C. Donzaud, Physical Review Letters **74** (1995), 4611.
- [Bol96] G. Bollen, S. Becker, H.-J. Kluge, M. König, R.B. Moore, T. Otto, H. Raimbault-Hartmann, G. Savard, L. Schweikhard, H. Stolzenberg, and the ISOLDE Collaboration, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A368** (1996), 675-697.
- [Bre90] D.S. Brenner, C. Wesselborg, R.F. Casten, D.D. Warner, and J.Y. Zhang, Physics Letters **B 243** (1990), 1.
- [Bro80] K. L. Brown, D.C. Carey, Ch. Iselin, and F. Rothacker, *Transport : a computer program for designing charged particle beam transport systems*, CERN **80-04** (1980).
- [Cha80] A. Chabert, GANIL **80R/132/TP06** (1980).
- [Cha92] A.E. Champagne and M. Wiescher, Annual Review of Nuclear and Particle Science **42** (1992), 39.
- [Cha95] E. Chabanat, *Interactions effectives pour des conditions extrêmes d'isospin*, Thèse de Doctorat, LYCEN **T 9501** (1995).

- [Cha96a] E. Chabanat, communication privée (1996).
- [Cha96b] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, D. Bibet, J.M. Casandjian, M. Chabert, L.K. Fifield, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, N.A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, C. Spitaels, and A.C.C. Villari, *Acta Physica Polonica* **B27** (1996), 451–456.
- [Cha96c] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L.K. Fifield, J.M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, O.H. Odland, N.A. Orr, G. Politi, C. Spitaels, and A.C.C. Villari, *Proceedings of the EMIS13 International Conference on Electromagnetic Isotope Separators and techniques Related to their Applications*, Bad Dürkheim, Germany, September 23-27, 1996, à paraître dans *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B* (1996).
- [Cha96d] M. Chartier, G. Auger, W. Mittig, A. Lépine-Szily, L.K. Fifield, J.M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, O.H. Odland, N.A. Orr, G. Politi, C. Spitaels, and A.C.C. Villari, *Physical Review Letters* (1996).
- [Com88] E. Comay, I. Kelson, and A. Zidon, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **39** (1988), 235.
- [Cor96] M.D. Cortina, *Etude de la diffusion élastique et de la réaction d'échange de charge (p,n) avec des faisceaux exotiques légers riches en neutrons*, Thèse de Doctorat, GANIL **T 96 02** (1996).
- [Day94] R. Dayras, Paramétrisation pour le détecteur INDRA (1994).
- [Duf86] J.-P. Dufour, R. Del Moral, H. Emmermann, F. Hubert, D. Jean, C. Poinot, M.S. Pravikoff, A. Fleury, H. Delagrange, and K.-H. Schmidt, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research* **A248** (1986), 267–281.
- [Duf95] J. Duflo and A.P. Zuker, *Physical Review C* **52** (1995), R1.
- [Eco86] Tables de pertes d'énergie, Ecole Navale (1984-1986).
- [Fae96] T. Faestermann, J. Friese, H. Geissel, R. Gernhäuser, H. Gilg, F. Heine, J. Homolka, P. Kienle, H.-J. Körner, G. Münzenberg, J. Reinhold, R. Schneider, K. Sümmerer, and K. Zeitelhack, *GSI Scientific Report 1995* **96-1** (1996), 21.

- [Fer95] J. Fermé, *Les cyclotrons*, GANIL **R 95 02** (1995).
- [Gav80] A. Gavron, Version modifiée par J. R. Beene et N. G. Nicolis du code PACE, *Physical Review* **C21** (1980), 230.
- [Gei92] H. Geissel, K. Beckert, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franczak, B. Franzke, M. Jung, O. Klepper, R. Moshhammer, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, U. Schaaf, C. Scheidenberger, P. Spädtke, M. Steck, K. Sümmerer, and A. Magel, *Physical Review Letters* **68** (1992), 3412.
- [Gel91] W. Gelletly, M.A. Bentley, H.G. Price, J. Simpson, C.J. Gross, J.L. Durell, B.J. Varley, O. Skeppstedt, and S. Rastikerdar, *Physics Letters* **B253** (1991), 287.
- [Gel95] W. Gelletly, *Acta Physica Polonica* **B26** (1995), 323–340.
- [Gem74] D. S. Gemmell, *Review of Modern Physics* **46** (1974), 129.
- [Gil86] A. Gillibert, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, Ch. Grégoire, W. Mittig, A. Peghaire, Y. Schutz, and C. Stephan, *Physics Letters* **B176** (1986), 317.
- [Gil87] A. Gillibert, W. Mittig, L. Bianchi, A. Cunsolo, B. Fernandez, A. Foti, J. Gastebois, Ch. Grégoire, Y. Schutz, and C. Stephan, *Physics Letters* **B192** (1987), 39.
- [Gol74] A. S. Goldhaber, *Physics Letters* **B 53** (1974), 306.
- [Hau88] P. E. Haustein, *1986-1987 atomic mass predictions*, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **39** (1988), 185.
- [Hen94] M. Hencheck, R.N. Boyd, M. Hellström, D.J. Morrissey, M.J. Balbes, F.R. Chloupek, M. Fauerbach, C.A. Mitchell, R. Pfaff, C.F. Powell, G. Raimann, B.M. Sherrill, M. Steiner, and J. Vandegriff, *Physical Review* **C50** (1994), 2219.
- [Hir91] D. Hirata, H. Toki, T. Watabe, I. Tanihata, and B.V. Carlson, *Physical Review* **C 44** (1991), 1467.
- [Hir93] D. Hirata, *Study of unstable nuclei with the relativistic mean field theory*, Thèse d'habilitation, RIKEN **AF-NP-152** (1993).
- [Hub80] F. Hubert, A. Fleury, R. Bimbot, and D. Gardes, *Annales de Physique (Supplément)* **5** (1980), 1–214.

- [Jän88] J. Jänecke and P.J. Masson, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **39** (1988), 265.
- [Jan95] Z. Janas, H. Keller, R. Kirchner, O. Klepper, A. Piechaczek, E. Roeckl, K. Schmidt, M. Huyse, J. von Schwarzenberg, J. Szerypo, P. Van Duppen, L. Vermeeren, F. Albus, H.-J. Kluge, G. Paessler, F. Scheerer, N. Trautmann, V.N. Fedoseyev, V.I. Mishin, R. Grzywacz, A. Plochocki, K. Rykaczewski, and J. Żylicz, *Physica Scripta* **T56** (1995), 262.
- [Joh95] I.P. Johnstone and L.D. Skouras, *Physical Review* **C51** (1995), 2817.
- [Jou91] A. Joubert, *Proceedings of the 1991 particle accelerator conference*, IEEE **1** (1991).
- [Leo87] W. R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Editions Springer-Verlag (1987).
- [Lew94] M. Lewitowicz, R. Anne, G. Auger, D. Bazin, C. Borcea, V. Borrel, J.M. Corre, T. Dörfler, A.Fomichov, R. Grzywacz, D. Guillemaud-Mueller, R. Hue, M. Huyse, Z. Janas, H. Keller, S. Lukyanov, A.C. Mueller, Yu. Penionzhkevich, M. Pfützner, F. Pougheon, K. Rykaczewski, M.G.Saint-Laurent, K. Schmidt, W.D. Schmidt-Ott, O. Sorlin, J. Szerypo, O. Tarasov, J. Wauters, and J. Żylicz, *Physics Letters* **B332** (1994), 20.
- [Lhu93] D. Lhuillier, Rapport de stage de DEA au GANIL (1993).
- [Lir76] S. Liran and N. Zeldes, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **17** (1976), 431.
- [Lis90] C.J. Lister, P.J. Ennis, A.A. Chishti, B.J. Varley, W. Gelletly, H.G. Price, and A.N James, *Physical Review* **C42** (1990), 1191.
- [Loy86] F. Loyer, *GANIL* **A 86.01** (1986).
- [LS95] A. Lépine-Szily, G. Auger, W. Mittig, M. Chartier, D. Bibet, J.M. Casandjian, M. Chabert, J. Fermé, A. Gillibert, M. Lewitowicz, M. Mac Cormick, M.H. Moscatello, N.A. Orr, E. Plagnol, C. Ricault, C. Spitaels, and A.C.C. Villari, *Proceedings of the ENAM 95 Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses*, Arles, France, June 19-23, éditées par M. de Saint Simon et O. Sorlin, Editions Frontieres (1995).

- [Mac96] M. MacCormick, W. Mittig, P. Roussel-Chomaz, M. D. Cortina Gil, C. Spitaels, J. F. Libin, J. M. Casandjian, M. Chartier, F. Auger, S. Ottini, C. Mazur, and Y. Blummenfeld, soumis à Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A** (1996).
- [Mar76] S. Maripuu, *1975 mass predictions*, Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** (1976), i.
- [Mas88] P.J. Masson and J. Jänecke, Atomic Data and Nuclear Data Tables **39** (1988), 273.
- [Moh91a] M.F. Mohar, *Production of proton-rich nuclei between nickel and zirconium*, PhD thesis (1991).
- [Moh91b] M.F. Mohar, D. Bazin, W. Benenson, D.J. Morrissey, N.A. Orr, B.M. Sherrill, D. Swan, J.A. Winger, A.C. Mueller, and D. Guillemaud-Mueller, Physical Review letters **66** (1991), 1571.
- [Möl95] P. Möller, J.R. Nix, W.D. Myers, and W.J. Swiatecki, Atomic Data and Nuclear Data Tables **59** (1995), 185.
- [Mos96] M.-H. Moscatello, *Ecole de dynamique des faisceaux et accélérateurs de particules*, GANIL **A 96 01** (1996).
- [Mou95] L. Moussay, Rapport de stage JANUS au GANIL (1995).
- [Mye95] W.D. Myers and W.J. Swiatecki, Preprint Lawrence Berkeley Laboratory, LBL-**36557** (1995).
- [Ngh94] P. Nghiem, J. Payet, and A. Tkatchenko, Note LNS/GT **94-02** (1994).
- [Nor70] L. C. Northcliffe and R. F. Schilling, Nuclear Data Tables **A 7** (1970), 233–463.
- [Odl96] O. H. Odland, W. Mittig, A. Lépine-Szily, G. Frémont, M. Chartier, M. MacCormick, and J. M. Casandjian, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **A378** (1996), 149–154.
- [Orr91] N.A. Orr, W. Mittig, L.K. Fifield, M. Lewitowicz, E. Plagnol, Y. Schutz, Zhan Wen Long, L. Bianchi, A. Gillibert, A.V. Belozyorov, S.M. Lukyanov, Yu. Penionzhkevich, A.C.C. Villari, A. Cunsolo, A. Foti, G. Audi, C. Stephan, and L. Tassan-Got, Physics Letters **B258** (1991), 29.

- [Püh77] F. Pühlhofer, Nuclear Physics **A280** (1977), 267–284.
- [Reb83] R. Rebmeister, G. Gaudiot, and P. Wagner, *Propriétés expérimentales du spectromètre en alpha du ganil déduites des cartes de champ*.
- [Reg96] P.H. Regan and D.D. Warner, Proposition d'expériences à GANIL **E279** (1996).
- [Rei81] W. Reisdorf, Zeitschrift für Physik **A300** (1981), 227–238.
- [Ren96] Zhongzhou Ren, communication privée (1996).
- [Roe94] E. Roeckl, communication privée (1994).
- [Roe95] E. Roeckl, Proceedings of the 2nd International Symposium on Heavy Ion Physics and Its Applications, (II SHIPA), Lanzhou, P.R. of China, published by World Scientific, Singapore **GSI 95-71** (1995).
- [Ryk89] K. Rykaczewski, A. Płochocki, I.S. Grant, H. Gabelmann, R. Barden, D. Schardt, J. Żylicz, G. Nyman, and the ISOLDE Collaboration, Zeitschrift für Physik **A332** (1989), 275.
- [Ryk95] K. Rykaczewski, communication privée (1995).
- [Sat88] L. Satpathy and R.C. Nayak, Atomic Data and Nuclear Data Tables **39** (1988), 241.
- [Sch94] R. Schneider, J. Friese, J. Reinhold, K. Zeitelhack, T. Faestermann, R. Gernhäuser, H. Gilg, F. Heine, J. Homolka, P. Kienle, H.J. Körner, H. Geissel, G. Münzenberg, and K. Sümmerer, Zeitschrift für Physik **A348** (1994), 241.
- [Sch95] R. Schubart, H. Grawe, J. Heese, H. Kluge, K.H. Maier, and M. Schramm, Zeitschrift für Physik **A352** (1995), 373.
- [She96] Yao-Song Shen and Zhongzhou Ren, Zeitschrift für Physik **A355** (1996), 247–251.
- [Sze95] J. Szerypo, M. Huyse, G. Reusen, P. Van Duppen, Z. Janas, H. Keller, R. Kirchner, O. Klepper, A. Piechaczek, E. Roeckl, D. Schardt, K. Schmidt, R. Grzywacz, M. Pfützner, A. Płochocki, K. Rykaczewski, J. Żylicz, G. Alkhazov, L. Batist, A. Bykov, V. Wittmann, and B.A. Brown, Nuclear Physics **A584** (1995), 221.
- [Tac88] Takahiro Tachibana, Masahiro Uno, Masami Yamada, and So Yamada, Atomic Data and Nuclear Data Tables **39** (1988), 251.

- [Tam85] R.E. Tamm, Annual Review of Nuclear and Particle Science **35** (1985), 1.
- [Tit39] S. Titeica, Bulletin de la Société Roumaine de Physique **38** (1939), 81.
- [Van95] P. VanIsacker, D.D. Warner, and D.S. Brenner, Physical Review Letters **74** (1995), 4607.
- [vG76] H. v. Groote, E.R. Hilf, and K. Takahashi, Atomic Data and Nuclear Data Tables **17** (1976), 418.
- [Wal81] R.K. Wallace and S.E. Woosley, Astrophysical Journal - Supplement Series **45** (1981), 389.
- [Wig37] E.P. Wigner, Physical Review **51** (1937), 106.
- [Win92] J.A. Winger, B.M. Sherrill, and D.J. Morrissey, *Intensity : a computer program for the estimation of secondary beam intensities from a projectile fragment separator*, Nuclear Instruments and Methods in Physics Research **B70** (1992), 380.
- [Win93] J.A. Winger, D.P. Bazin, W. Benenson, G.M. Crawley, D.J. Morrissey, N.A. Orr, R. Pfaff, B.M. Sherrill, M. Steiner, M. Thoennessen, and S.J. Yennello, Physics Letters **B299** (1993), 214.
- [Wol95] H. Wollnik, K. Beckert, T. Beha, F. Bosch, H. Eickhoff, B. Franzke, Y. Fujita, H. Geissel, M. Hausmann, H. Irnich, H.C. Jung, Th. Kerscher, O. Klepper, G. Kraus, K.E.G. Löbner, G. Münzenberg, F. Nickel, F. Nolden, Yu. Novikov, T. Radon, H. reich, C. Scheidenberger, B. Schlitt, W. Schwab, A. Schwinn, M. Steck, and K. Sümmerer, Proceedings of the ENAM 95 Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses, Arles, France, June 19-23, éditées par M. de Saint Simon et O. Sorlin, Editions Frontieres (1995).
- [Yen92] S.J. Yennello, J.A. Winger, T. Antaya, W. Benenson, M.F. Mohar, D.J. Morrissey, N.A. Orr, and B.M. Sherrill, Physical Review **C46** (1992), 2620.

Liste des figures

I.1	Schéma des aires expérimentales du GANIL.	10
I.2	Conventions liées à la trajectoire centrale d'un paquet de particules.	13
I.3	Schéma du spectromètre α	16
I.4	Schéma du spectromètre à perte d'énergie du GANIL : SPEG.	18
I.5	Schéma du dispositif expérimental.	19
I.6	Schéma d'électronique.	21
I.7	Schéma d'électronique.	22
I.8	Schéma d'électronique.	23
I.9	Schéma d'électronique.	24
I.10	Schéma du détecteur à galettes de microcanaux.	26
I.11	Schéma du système de localisation du détecteur à galettes de microcanaux.	27
I.12	Image d'une grille obtenue avec une source α	31
I.13	Image d'une source α obtenue avec et sans champ magnétique parallèle au champ électrique.	32
I.14	Image obtenue avec le détecteur à galettes de microcanaux pour un faisceau pinceau.	33
I.15	Schéma des petites chambres à dérive.	34
I.16	Image obtenue avec les petites chambres à dérive pour un faisceau pinceau.	36
II.1	Carte nucléaire dans la région $A \approx 60 - 80$	38
II.2	Schéma de principe du fonctionnement de SISSI.	40
II.3	Méthode de purification par épluchage des ions secondaires.	42
II.4	Prédictions du code INTENSITY pour la sélection des ions par épluchage.	45
II.5	Transmission des fragments en utilisant la méthode de sélection par épluchage.	46
II.6	Distribution en moment d'un faisceau secondaire sans et avec une feuille mince pour changer l'état de charge.	47
II.7	Comparaison entre les deux méthodes de purification.	48
II.8	Exemples de spectres "Perte d'énergie - Temps de vol" obtenus pour différentes sélections de Z	49

II.9	Correction des non-linéarités différentielles des CTA.	55
II.10	Calcul du nombre de périodes du TC (Timing Calibrator).	57
II.11	Matrice "Perte d'énergie - Temps de vol corrigé" pour $Z = 30 - 35$, et spectre de masse pour $Z = 34$	59
II.12	Différences entre les masses tabulées et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 30 - 35$ après redressement à partir des noyaux de gallium.	61
II.13	Différences entre les masses tabulées et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 30 - 32$	63
II.14	Différences entre les masses tabulées et les masses expérimentales pour les noyaux de $Z = 33 - 35$	64
III.1	Schéma du GANIL représentant les trois cyclotrons couplés C0, CSS1 et CSS2.	70
III.2	Schéma d'un CSS du GANIL.	72
III.3	Schéma d'une cavité accélératrice d'un CSS du GANIL.	73
III.4	Tension accélératrice V_{HF}	74
III.5	Oscillations bêtatron.	75
III.6	Mouvement de précession.	76
III.7	Précession de la particule centrale.	77
III.8	Schéma d'une sonde radiale de CSS2.	78
III.9	Schéma d'une sonde de phase capacitive.	79
III.10	Télescope de détecteurs silicium.	80
III.11	Schéma d'électronique.	81
III.12	Schéma d'électronique.	82
III.13	Schéma représentant les différents éléments du système d'injection de CSS2.	84
III.14	Schéma de l'inflecteur électrostatique de CSS1.	85
III.15	Distribution d'états de charge de ^{50}Cr ralenti.	88
III.16	Energie - Phase avant les réglages.	90
III.17	Energie - Phase après les réglages.	91
V.1	Carte de champ calculée.	114
V.2	Réglages avec la particule de référence.	117
V.3	Conventions de signe pour le raccordement de la phase entre TRANSPORT et JOAN.	119
V.4	Conventions de signe pour le raccordement de l'angle et du rayon entre TRANSPORT et JOAN.	120

V.5 Raccordement entre les codes TRANSPORT et JOAN : tests de rejet des particules à l'injection et de détection.	121
V.6 Test de détection des particules.	122
V.7 Spectre "Rayon - Phase" pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones et pour plusieurs positions du détecteur.	123
V.8 Comparaison JOAN-expérience pour des ions $^{100}\text{Ag}^{22+}$ isochrones interceptés à deux positions du détecteur.	125
VI.1 Sections efficaces HIVAP E. Roeckl.	130
VI.2 Schéma récapitulatif.	132
VI.3 Schéma du porte-cibles.	133
VI.4 Sections efficaces HIVAP K. Rykaczewski.	135
VI.5 Déphasage des ions non isochrones au cours de l'accélération.	138
VI.6 Pic de Bragg.	139
VI.7 Spectres "Energie Totale - Phase" expérimental et simulé avec NTOURPHI.	140
VI.8 Spectres "Energie Totale - Phase" expérimental et simulé avec JOAN.	142
VI.9 Spectre "Paramètre d'identification - Phase".	144
VI.10 Spectres "Energie Totale - Phase" conditionnés par les fenêtres "In" et "Sn" et leurs projections.	146
VI.11 Sections efficaces expérimentales de production de noyaux $N = Z$ par des réactions de fusion-évaporation et par fragmentation.	148
VI.12 Spectres de phase après soustraction.	152
VI.13 Simulation JOAN : spectres de phase.	154
VI.14 Etalonnage de la phase en fonction des sauts en champ magnétique.	155
VII.1 Différentes estimations de l'excès de masse de l' ^{100}Sn	160
VII.2 Différentes estimations de l'excès de masse de l' ^{100}In	161
VII.3 Comparaison avec un calcul modèle en couches.	162
VII.4 Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$	167
VII.5 Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$	168
VII.6 Comparaison Expérience-Théorie pour les doubles différences d'énergie de liaison des noyaux $N = Z$ et $N = Z + 2$	169

Liste des tableaux

I.1	Modules électroniques.	25
II.1	Performances de SISSI + spectromètre α	41
II.2	Dispersions en moment.	52
II.3	Compensation des dispersions en moment pour refocaliser les fragments dans le détecteur silicium.	53
IV.1	Différences relatives des rapports m_o/q des ions de $A/q = 3$ par rapport à $^{15}\text{N}^{5+}$	100
IV.2	Comparaison entre les différences relatives, mesurées et tabulées, des rapports m_o/q des ions de $A/q = 3$ par rapport à $^{15}\text{N}^{5+}$	101
IV.3	Acceptances maximales de CSS2.	105
VI.1	Différences relatives des rapports m_o/q des ions isobares $A = 100$ par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$	136
VI.2	Sections efficaces de production.	147
VI.3	Différences relatives expérimentales des rapports m_o/q des ions isobares $A = 100$ par rapport à $^{100}\text{Ag}^{22+}$	157

Résumé

Les masses des noyaux loin de la stabilité présentent un intérêt particulier en physique nucléaire, et plusieurs méthodes, de précision variable, ont été développées pour entreprendre leur mesure. Une technique de mesure directe par temps de vol utilisant le spectromètre SPEG du GANIL a été étendue à la mesure des masses de noyaux riches en protons proches de la ligne $N = Z$ dans la région de masses $A \approx 60-80$, connue pour fournir des données pour la modélisation du processus astrophysique rp et des informations importantes sur la structure nucléaire dans une région de haute déformation. Les faisceaux radioactifs ont été produits par la fragmentation d'un faisceau de ^{78}Kr sur une cible de $^{\text{nat}}\text{Ni}$, grâce au nouvel équipement SISSI. Une méthode de purification basée sur l'épluchage des ions secondaires a été utilisée avec succès pour la première fois, et les masses de ^{70}Se et de ^{71}Se ont été mesurées. Afin d'améliorer la résolution en masse pour des noyaux plus lourds, une autre méthode a été développée, utilisant le second cyclotron du GANIL (CSS2) comme un spectromètre de haute résolution. Une expérience visant à mesurer les masses d'isobares $A = 100$ au voisinage du noyau doublement magique ^{100}Sn a été réalisée avec succès, en recourant à cette technique originale. Des ions secondaires de ^{100}Ag , ^{100}Cd , ^{100}In et ^{100}Sn ont été produits par la réaction de fusion-évaporation $^{50}\text{Cr} + ^{58}\text{Ni}$ et simultanément accélérés dans le cyclotron CSS2. La masse de ^{100}Cd et, pour la première fois, celles de ^{100}In et ^{100}Sn ont été déterminées par rapport à la masse de ^{100}Ag prise comme référence. Ces résultats ont été comparés à plusieurs prédictions théoriques et ouvrent la discussion sur des considérations de symétrie spin-isospin.

Abstract

The masses of nuclei far from stability are of particular interest in nuclear structure studies, and many methods of varying precision have been developed to undertake their measurement. A direct time of flight technique in conjunction with the SPEG spectrometer at GANIL has been extended to the mass measurement of proton-rich nuclei near the $N = Z$ line in the mass region $A \approx 60-80$ known to provide input for astrophysical modelling of the rp -process and information relevant to the nuclear structure in a region of high deformation. The radioactive beams were produced via the fragmentation of a ^{78}Kr beam on a $^{\text{nat}}\text{Ni}$ target, using the new SISSI device. A purification method based on the stripping of the secondary ions was successfully used for the first time, and the masses of ^{70}Se and ^{71}Se were measured. In order to improve the mass resolution for heavier nuclei, another method using the second cyclotron of GANIL (CSS2) as a high resolution spectrometer has been developed. An experiment aimed at measuring the masses of $A = 100$ isobars in the vicinity of the doubly magic nucleus ^{100}Sn was successfully performed, using this original technique. Secondary ions of ^{100}Ag , ^{100}Cd , ^{100}In and ^{100}Sn were produced via the fusion-evaporation reaction $^{50}\text{Cr} + ^{58}\text{Ni}$ and simultaneously accelerated in the CSS2 cyclotron. The mass of ^{100}Cd and, for the first time, the masses of ^{100}In and ^{100}Sn were determined directly with respect to the reference mass of ^{100}Ag . These results have been compared to various theoretical predictions and open the discussion on considerations of spin-isospin symmetry.

Mots-clés

Structure nucléaire
Modèles nucléaires
Masse atomique
Mesures de masses

Noyaux exotiques
Ions secondaires
Spectromètres magnétiques
Cyclotron